

Ю. Н. Янковский
В. С. Просолович
И. И. Азарко

ИОННО-РАДИАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ МОДИФИКАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

*Рекомендовано
Учебно-методическим объединением
по естественнонаучному образованию
в качестве пособия для студентов
учреждения высшего образования,
обучающихся по специальности
1-31 04 01 «Физика (по направлениям)»*

УДК 537.311.322:539.1.04(075.8)
ББК 22.379я73-1+22.38я73-1
Я60

Рецензенты:

кафедра энергофизики Белорусского государственного университета
(заведующий кафедрой доктор физико-математических наук,
профессор *А. К. Федотов*);
доктор физико-математических наук, профессор *Д. С. Доманевский*

Янковский, Ю. Н.

Я60 Ионно-радиационные методы модификации полупроводниковых материалов : пособие / Ю. Н. Янковский, В. С. Просолович, И. И. Азарко. – Минск : БГУ, 2014. – 156 с. : ил.
ISBN 978-985-566-101-7.

Рассмотрены вопросы, связанные с воздействием радиации на полупроводниковые материалы, а также физические принципы и явления, лежащие в основе современных ионно-радиационных технологий.

Для студентов учреждения высшего образования, обучающихся по специальности 1-31 04 01 «Физика (по направлениям)».

УДК 537.311.322:539.1.04(075.8)
ББК 22.379я73-1+22.38я73-1

© Янковский Ю. Н.,
Просолович В. С.,
Азарко И. И., 2014
© БГУ, 2014

ISBN 978-985-566-101-7

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время развитие электронной отрасли промышленности определяют современные технологические процессы. Разработка и освоение новых технологий, среди которых ведущее место занимают ионно-радиационные, – необходимое условие дальнейшего прогресса в области микроэлектроники, производства и качества продукции.

Свойства проникающей радиации сегодня широко используются в различных областях науки и техники. Длительные полеты космических аппаратов, работа оборудования в радиационных полях ядерных установок (атомные электростанции, подводные и надводные корабли с ядерными реакторами), задачи контроля и управления современной измерительной техникой предъявляют серьезные требования к радиоэлектронной аппаратуре, используемой на указанных объектах. Из еще более жестких требований исходят при конструировании ракетных комплексов стратегического назначения, которые должны преодолевать противоракетную оборону потенциального противника, основанную на использовании ядерного оружия. В составе аппаратуры наиболее уязвимы к воздействию проникающей радиации изделия полупроводниковой электроники, без которых невозможно создание современных радиоэлектронных средств для обеспечения работоспособности указанной техники. Поэтому вопросы, связанные с воздействием радиации на полупроводниковые материалы, являются весьма актуальными.

В связи с новыми, более жесткими требованиями, предъявляемыми к полупроводниковым материалам по однородности, чистоте технологических операций, а также в силу развития методов локального управления свойствами полупроводников и повышения стабильности приборов в термических и радиационных полях интерес к радиационным методам резко возрос. Во многих случаях возможности традиционных методов изготовления приборов с новыми функциональными характеристиками оказались практически исчерпанными. Легирование тонких слоев с помощью ионной бомбардировки, радиационная компенсация материала, введение центров излучательной рекомбинации, управление спектрами

фотопроводимости и временем жизни неравновесных носителей заряда, легирование полупроводников при помощи ядерных реакций – вот яркие примеры применения радиационных методов в технологии полупроводникового материаловедения и полупроводниковой электроники.

Перспективными являются разработки методов ионного синтеза, применения аморфных и разупорядоченных слоев, развитие приемов радиационно-ускоренной диффузии, комбинированная обработка кристаллов радиацией и лазерным воздействием, облучение в сочетании с давлением, рост кристаллов в радиационных полях и т. д. При разработке методов использования радиации в технологических целях особое внимание уделяют стабильности полученных эффектов.

В данном пособии рассмотрены физические принципы и явления, лежащие в основе современных ионно-радиационных технологий, применяемых в микроэлектронике как наиболее наукоемкой отрасли производства. Изложены основные понятия ионной технологии твердых тел и ее основные параметры, физические основы катодного распыления, методы ионного распыления, технологические особенности ионно-плазменного распыления, трансмутационного легирования, корректировки эксплуатационных параметров полупроводниковых приборов ионизирующими излучениями. Анализируются достоинства и недостатки каждого из методов, применимость в конкретных видах полупроводниковых приборов в зависимости от их электрофизических, оптических, рекомбинационных, магнитных свойств.

Изложенный в пособии материал является базовым для дальнейшего изучения радиационных эффектов в различных изделиях электронной техники и оценки реакции радиоэлектронной аппаратуры на воздействие проникающей радиации. Глубокое понимание физической сущности процессов, происходящих в полупроводниковых материалах и структурах на их основе, – необходимое условие успешной профессиональной деятельности специалистов, работающих в области физики полупроводниковых материалов и приборов.

1. ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ ПЕРВИЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

1.1. КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Основные понятия. При облучении твердого тела каким-либо видом частиц количество актов взаимодействия (A), происходящих в единицу времени в единице объема в веществе, определяется соотношением

$$A = \sigma \cdot \varphi \cdot N, \quad (1.1)$$

где σ – коэффициент пропорциональности, называемый полным поперечным сечением взаимодействия, φ – плотность потока налетающих частиц, N – концентрация объектов, с которыми происходит взаимодействие.

С точки зрения классических представлений полное поперечное сечение взаимодействия σ представляет собой площадь вокруг объекта взаимодействия, при попадании в которую налетающей частицы происходит акт взаимодействия. Произведение $\sigma \cdot N \cong \Sigma$ называется макроскопическим сечением взаимодействия. Величина $1/\Sigma$ является средним расстоянием, на котором происходит один акт взаимодействия.

В ряде случаев недостаточно знать только полное поперечное сечение σ , а необходимо пользоваться понятием дифференциального поперечного сечения $d\sigma$, которое связано с полным поперечным сечением соотношением

$$\sigma = \int_{\Pi} d\sigma(\Pi), \quad (1.2)$$

где Π – некоторый параметр, например угол, под которым происходит вылет рассеянных частиц, или их энергия.

Специальной единицей измерения величины поперечного сечения является барн ($1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$).

Распределение столкновений вдоль направления движения частиц x неравномерно. Вероятность $P(x)$ проникновения частицы на глубину x связана с вероятностью столкновения ее на отрезке dx соотношением

$$-dP(x) = P(x)\sigma \cdot N \cdot dx. \quad (1.3)$$

Решая это дифференциальное уравнение, найдем распределение $P(x)$:

$$P(x) = \exp(-\sigma \cdot N \cdot x). \quad (1.4)$$

Тогда средняя глубина проникновения частицы λ в вещество равна

$$\lambda = \int_0^{\infty} x \cdot P(x) dx \bigg/ \int_0^{\infty} P(x) dx. \quad (1.5)$$

В общем случае налетающая частица может взаимодействовать с электронами среды, атомами в целом, с ядрами атомов либо через заряд ядра, либо через ядерные превращения.

Взаимодействие нейтронов с веществом. Для нейтронов ядерного взрыва и силовых энергетических установок характерны три основных вида взаимодействия:

- а) упругое рассеяние на атомах в целом;
- б) неупругое рассеяние на ядрах атомов;
- в) поглощение ядрами вещества.

При упругом рассеянии, которое можно описать реакцией (n, n) , нейтрон передает часть своей кинетической энергии атому вещества, который обычно называют атомом отдачи, и отклоняется от своего первоначального направления. При таком взаимодействии суммарная кинетическая энергия нейтрона и атома отдачи до и после столкновения неизменна. Поскольку нейтрон практически не взаимодействует с электронными оболочками атомов, то упругое взаимодействие нейтрона с атомом (точнее, с его ядром) описывается моделью столкновений типа твердых шаров, и спектр энергий атомов отдачи зависит от углового распределения рассеиваемых нейтронов. Согласно законам сохранения энергии и момента количества движения энергия, передаваемая атому отдачи E_a при упругом взаимодействии, определяется следующим соотношением:

$$E_a = E_{a \max} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (1.6)$$

где θ – угол отдачи (угол между направлением движения нейтрона до и после столкновения).

При лобовом столкновении ($\theta = 180^\circ$) передается максимальная энергия $E_{a \max}$, равная

$$E_{a \max} = \frac{4M_a \cdot M_n}{(M_a + M_n)^2} \cdot E_n, \quad (1.7)$$

где M_n и M_a – массы нейтрона и атома бомбардируемого вещества; E_n – энергия нейтрона до столкновения.

Если нейтроны рассеиваются изотропно (характерно для столкновения типа упругих шаров), то все значения переданной энергии от 0 до $E_{a \max}$ равновероятны. Тогда средняя энергия, передаваемая нейтроном атомам отдачи, $\langle E_a \rangle = E_{a \max} / 2$. На самом деле быстрые нейтроны рассеиваются с преобладанием направления рассеяния, соответствующего первоначальному движению нейтрона. Поэтому реальная величина $\langle E_a \rangle$ несколько меньше $E_{a \max}$, что учитывается некоторым коэффициентом f , равным 0,56–0,84 для вещества с атомной массой 9–63 а. е., т. е.

$$\langle E_a \rangle = f \frac{E_{a \max}}{2}. \quad (1.8)$$

Поперечное сечение упругого рассеяния быстрых нейтронов σ_S в достаточно широком диапазоне энергий по порядку величины соответствует площади поперечного сечения ядра атомов.

Неупругое рассеяние нейтронов, которое можно описать реакцией (n, n') , характеризуется образованием составного возбужденного ядра при захвате нейтрона с последующим его испусканием. При этом суммарная кинетическая энергия нейтрона и ядра до взаимодействия больше, чем после взаимодействия. Разница в энергии идет на возбуждение ядра. После упругого рассеяния эта энергия, как правило, испускается в виде квантов гамма-излучения. Неупругое рассеяние характерно для нейтронов больших энергий, так как ядру требуется сообщить энергию, достаточную для возбуждения. Поэтому с ростом энергии нейтронов поперечное сечение неупругого рассеяния σ_S возрастает.

Поглощение нейтронов также связано с образованием составного возбужденного ядра за счет захвата нейтрона, после чего может происходить расщепление ядра с испусканием α -частиц (реакция (n, α)), протонов (реакция (n, p)), дейтронов (реакция (n, d)), с вылетом двух и трех нейтронов (реакции $(n, 2n)$; $(n, 3n)$); деление ядра с образованием осколков деления (реакция (n, f)); испускание γ -квантов (реакция (n, γ)). Таким образом, все указанные процессы сопровождаются ядерными реакциями и приводят к образованию в веществе новых ядер, которые могут быть стабильными или радиоактивными.

Каждый из указанных процессов характеризуется соответствующим поперечным сечением взаимодействия (σ_a , σ_p , σ_{2n} , σ_{3n} , σ_f , σ_τ), которые в сумме дают сечение поглощения σ_a . Таким образом, полное поперечное сечение взаимодействия нейтрона с веществом σ равно

$$\sigma = \sigma_S + \sigma_S' + \sigma_a. \quad (1.9)$$

В табл. 1.1 приведены данные по поперечным сечениям взаимодействия нейтронов с некоторыми элементами.

Таблица 1.1

Значения поперечных сечений взаимодействия нейтронов с различными элементами

Элементы	Тепловые нейтроны		Нейтроны с энергией 1 МэВ	
	σ_a , барн	$\sigma_S + \sigma_S'$, барн	σ_a , барн	$\sigma_S + \sigma_S'$, барн
Водород	0,33	36,0	—	4,3
Азот	1,78	13,0	0,01	1,5
Бериллий	755	—	0,4	—
Алюминий	0,21	1,4	$3,7 \cdot 10^{-5}$	2,5
Кремний	0,13	1,7	$1,0 \cdot 10^{-3}$	4,5
Германий	2,45	3,0	$1,2 \cdot 10^{-2}$	4,5
Кобальт	35,4	5,0	$1,1 \cdot 10^{-3}$	3,1
Медь	3,6	7,2	—	3,5

Из табл. 1.1 видно, что для «быстрых» нейтронов преобладает процесс рассеяния, тогда как тепловые нейтроны в ряде материалов (бериллий, кобальт) могут эффективно поглощаться. Следует сказать, что в полупроводниковых материалах (Si, Ge) для энергий нейтронов в диапазоне около 1 МэВ основной вклад в рассеяние дает упругое взаимодействие, тогда как при энергиях нейтронов 14 МэВ вклад упругого и неупругого рассеяния сопоставим (для кремния при $E_n = 14$ МэВ, $\sigma_S = 0,9$ барн, а $\sigma_S' = 0,8$ барн).

«Быстрые» нейтроны интенсивнее всего тормозятся в средах с малым атомным номером, так как наибольшая передача энергии при упругом рассеянии происходит при одинаковых массах взаимодействующих объектов.

Взаимодействие протонов с веществом. Для протонов широкого диапазона энергий от единиц МэВ до 10^3 МэВ характерны следующие основные процессы взаимодействия с веществом:

- 1) электромагнитное взаимодействие с электронами среды;
- 2) электромагнитное взаимодействие с ядрами среды;
- 3) упругое рассеяние на ядрах среды;
- 4) неупругое взаимодействие с ядрами среды.

Первый процесс дает значительный вклад при прохождении протона на больших расстояниях от атома. В этом случае энергия протона расходуется в основном на ионизацию материала, т. е. передается электронам среды. При каждом таком взаимодействии протон теряет энергию малыми порциями и практически не меняет направления своего движения. Однако благодаря большому количеству электронов, с которыми протон взаимодействует, общие потери энергии могут быть значительными. Указанные потери энергии называются ионизационными и количественно выражаются величиной $(dE/dx)_{\text{ион}}$, которая зависит от энергии протона E_p и облучаемого материала. Зависимость ионизационных потерь от энергии протонов для кремния и германия приведена на рис. 1.1.

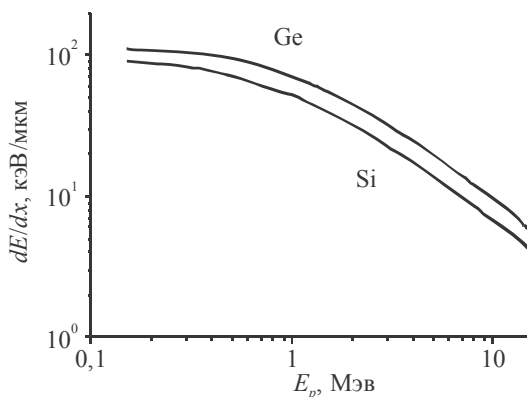


Рис. 1.1. Зависимость ионизационных потерь энергии протонов в германии и кремнии от их энергии

Если протон проходит от ядра на расстоянии, меньшем размера атома, то наблюдается упругое кулоновское рассеяние протона в поле ядра, т. е. упругое электромагнитное рассеяние на кулоновском потенциале. Отклонение протонов в поле ядра происходит, как правило, на малые углы, т. е. атом отдачи в среднем получает энергию значительно меньшую, чем при упругом рассеянии. Но поперечное сечение упругого кулоновского рассеяния значительно больше, так как для такого взаимодействия необязательно попадать в ядро.

В случае попадания протона в ядро возможно ядерное упругое взаимодействие, которое аналогично упругому рассеянию нейтрона с ядрами,

и ядерное неупругое взаимодействие, которое приводит к протеканию следующих внутриядерных процессов:

- а) неупругое рассеяние типа (p, p') ;
- б) ядерные реакции типов (p, n) , (p, d) , (p, α) и др.;
- в) реакция перезарядки протона (p, n) ;
- г) реакции расщепления, сопровождающиеся испусканием большего числа частиц, типов (p, pn) , $(p, 2n)$, $(p, p2n)$, и т.д.;
- д) ядерные реакции, приводящие к образованию ядерных осколков с атомным номером 3 и больше ($Z \geq 3$);
- е) ядерные реакции деления тяжелых ядер.

Указанные процессы характерны для протонов высоких энергий (более 50–100 МэВ).

Полные поперечные сечения неупругого взаимодействия протонов с веществом близки к геометрическим размерам ядер. Протоны в этом случае взаимодействуют не с ядром в целом, а с его нуклонами, которые, в свою очередь, могут взаимодействовать с другими нуклонами ядра и т. д., что приводит к развитию лавинообразного каскада нуклон-нуклонных соударений, сопровождающихся выбиванием частиц из ядра. Направление вылета этих частиц, называемых каскадными, анизотропно, преимущественно по направлению движения протона. Их энергетический спектр находится в широком диапазоне – от 5 МэВ до энергии падающего протона.

Ядро после окончания каскада находится в возбужденном состоянии, так как часть поглощенной энергии была передана нуклонам отдачи, не вылетевшим из ядра. Эта энергия возбуждения перераспределяется между нуклонами ядра и вследствие флуктуаций может передаваться одному или нескольким нуклонам, которые могут покинуть ядро. Такой процесс называется испарительной стадией, а испускаемые частицы – испарительными частицами. Они состоят в основном из нейтронов (~ 50 %) и протонов (~ 25 %). Кроме того, среди них имеются дейтроны, тритоны, α -частицы. Могут испускаться и γ -кванты. Вылет испарительных частиц происходит изотропно.

Пробег протонов в веществах при энергиях до 50–100 МэВ определяется главным образом ионизационными потерями энергии. При больших энергиях значительный вклад в торможение вносит неупругое ядерное взаимодействие.

Для тонких образцов (размеры меньше длины пробега протона) велика роль электромагнитного взаимодействия, для толстых – при больших энергиях протонов необходимо учитывать вклад ядерного взаимодействия. В конце пробега протон может захватить электрон и начать упруго сталкиваться с ядрами по механизму упругих шаров. Зависимости пробега протонов от их энергии в Si и Ge приведены на рис. 1.2.

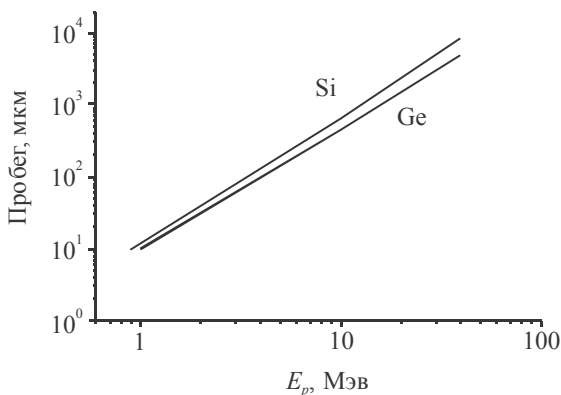


Рис. 1.2. Зависимость длины пробега протонов в кремнии и германии от их энергии

Взаимодействие электронов с веществом. При прохождении электронов через вещество их основные потери обусловлены возбуждением и ионизацией атомов среды в результате электромагнитного взаимодействия с электронами атомов (ионизационные потери) и генерацией тормозного электромагнитного излучения (радиационные потери). Кроме этого, электроны могут претерпевать упругое рассеяние на ядрах атомов за счет кулоновского взаимодействия.

Взаимодействие налетающих электронов со связанными электронами атомов приводит к появлению так называемых δ -электронов, т. е. вторичных электронов, имеющих достаточно большую энергию (> 100 эВ), которые также способны ионизировать близлежащие атомы. Как и в случае протонного облучения, ионизационные потери электронов характеризуются величиной $(dE/dx)_{\min}$. Зависимость $(dE/dx)_{\max}$ от энергии электронов для кремния приведена на рис. 1.3.

Ионизационные потери являются доминирующими при относительно небольших энергиях электронов. С ростом энергии и атомного номера облучаемого вещества все больший вклад дают радиационные потери, которые линейно зависят от энергии электронов.

Отношение радиационных потерь к ионизационным подчиняется следующему соотношению:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} / \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \approx \frac{ZE}{800}, \quad (1.10)$$

где E – энергия электронов, МэВ, Z – атомный номер вещества.

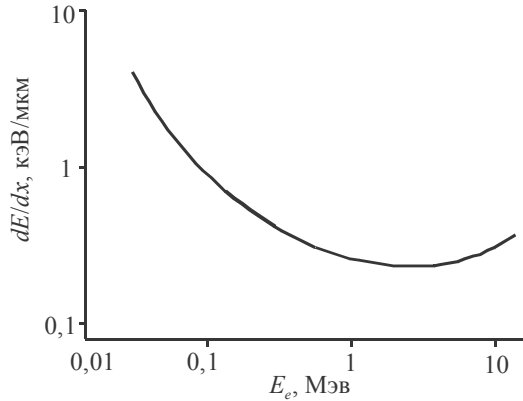


Рис. 1.3. Зависимость ионизационных потерь энергии электронов в кремнии от их энергии

При упругом взаимодействии электронов с ядрами вещества может происходить передача части энергии электронов атомам отдачи в соответствии с соотношением (1.6). Однако максимальная величина передаваемой энергии из-за релятивистских свойств высокоэнергичных электронов отличается от значения, определяемого формулой (1.7), а именно:

$$E_{a \max} = \frac{2(E_e + 2m_e c^2)}{M_a c^2} E_e, \quad (1.11)$$

где m_e – масса электрона, E_e – энергия электрона, c – скорость света.

При $E_e \ll m_e c^2$ (случай нерелятивистских электронов) формула (1.11) переходит в (1.7) (с учетом, что $m_e \ll M_a$). Из-за большой разницы в массах взаимодействующих частиц атом отдачи не может получить существенную энергию, т. е. электрон при столкновении с ядром изменяет значительно лишь направление импульса и отражается под углом θ . Таким образом, путь электрона в веществе представляет собой совокупность прямолинейных отрезков, расположенных под углом друг к другу в местах столкновений электронов с ядрами. Поэтому полный путь электрона до торможения, определяемый ионизационными и отчасти радиационными потерями, значительно больше проецированного пробега, т. е. толщины вещества, пройденной электроном вдоль исходного направления.

Взаимодействие γ - и рентгеновского излучения с веществом. При прохождении через вещество рентгеновского и γ -излучения с энергией, не превышающей 10 МэВ, существенны следующие процессы:

- 1) фотоэлектрическое поглощение квантов излучения;
- 2) комптоновское рассеяние квантов;
- 3) образование электрон-позитронных пар.

При фотоэлектрическом поглощении почти вся энергия кванта излучения (за вычетом энергии связи электрона в атоме) передается связанному электрону (как правило, расположенному на K -оболочке) и переходит в его кинетическую энергию. В результате возникает свободный электрон с достаточно большой энергией и незаполненный глубокий уровень, на который может перейти электрон атома, находящийся на более высоком энергетическом уровне, что приводит к испусканию кванта характеристического излучения. Избыток энергии может привести также к вылету электрона с внешней оболочки, т. е. эффекту Оже.

Поперечное сечение фотоэлектрического поглощения $\sigma_{\text{ф}}$, рассчитанное на один атом, пропорционально Z^n и обратно пропорционально E^m , где $n = 4-5$, а $m = 3$ (при $E < 0,2$ МэВ) и $m = 1$ (при $E > 0,5$ МэВ).

Параметр $\mu_{\text{ф}} \approx \sigma_{\text{ф}} \cdot N$ (где N – концентрация атомов основного вещества) называется линейным коэффициентом фотоэлектрического поглощения излучения, и его обратная величина $1/\mu_{\text{ф}}$ соответствует расстоянию, на котором поток рентгеновского или γ -излучения уменьшается в e раз за счет фотоэлектрического поглощения.

Таким образом, в результате фотоэлектрического поглощения квант первичного излучения перестает существовать, и возникает свободный электрон с кинетической энергией, близкой к энергии кванта, вылетающий изотропно из атома.

Комптоновское расстояние представляет собой процесс рассеяния кванта излучения на атомном электроны, т. е. возникает рассеянный квант с меньшей энергией и ускоренный электрон, которому передается часть энергии кванта. Кванты могут рассеиваться в любых направлениях, тогда как комптоновские электроны вылетают только в переднюю полусферу, т. е. преимущественно вперед. Энергия, переданная электрону, зависит от угла рассеяния кванта назад ($\theta = \pi$).

Зависимость средней энергии комптоновских электронов от энергии квантов излучения представлена в табл. 1.2.

Таблица 1.2

**Зависимость средней энергии комптоновских электронов
от энергии квантов излучения, МэВ**

Энергия падающих квантов	0,01	0,02	0,05	0,1	0,5	1,0	2,0	3,0	5,0	10,0
Средняя энергия комптоновских электронов	0,0002	0,0007	0,004	0,0138	0,171	0,44	1,061	1,731	3,14	6,835

Поперечное сечение комптоновского рассеяния, приходящееся на один атом σ_K , может быть представлено в виде суммы двух составляющих: величины, пропорциональной энергии рассеянных квантов ${}_s\sigma_K$, и величины, пропорциональной энергии комптоновских электронов ${}_e\sigma_K$.

Соответственно, величина $\mu_{Ks} = {}_s\sigma_K \cdot N$ представляет собой линейный коэффициент передачи энергии рассеянными квантами, а $\mu_{Ke} = {}_e\sigma_K \cdot N$ – линейный коэффициент передачи энергии электронам.

В сумме эти величины дают линейный коэффициент рассеяния излучения $\mu_K = \sigma_K \cdot N$.

При взаимодействии γ -излучения с кулоновским полем ядра происходит образование электрон–позитронных пар, γ -квант перестает существовать и его энергия переходит в энергию электрона и позитрона. Таким образом, минимальная энергия, при которой возможно образование пар, должна равняться $2m_e c^2 = 1,02$ МэВ, т. к. энергия покоя и электрона, и позитрона равна $m_0 c^2$. Если энергия падающего кванта превосходит эту величину, то ее избыток переходит в кинетическую энергию электрона и позитрона. Позитрон же может взаимодействовать с электроном среды, в результате чего образуется аннигиляционное излучение. Величину $\mu_{\pi} = \sigma_{\pi} \cdot N$ называют линейным коэффициентом поглощения излучения за счет образования пар.

Суммарная величина $\mu = \mu_{\phi} + \mu_K + \mu_{\pi}$ является линейным коэффициентом ослабления γ - или рентгеновского излучения и характеризует расстояние ($1/\mu$), на котором поток квантов падающего излучения ослабляется в e раз. Иногда удобнее пользоваться массовым коэффициентом ослабления излучения $\mu_m = \mu/\rho$, где ρ – плотность вещества.

Так как в результате взаимодействия γ -излучения с веществом энергия первичных квантов передается либо электронам (фотоэлектронам, комптоновским электронам, электронам в составе пары), либо вторично-

му излучению (характеристическое, рассеянное, аннигиляционное), то массовый коэффициент передачи энергии можно представить в виде суммы двух составляющих:

$$\mu/\rho = \mu_e/\rho + \mu_s/\rho, \quad (1.12)$$

где μ_e/ρ – массовый коэффициент передачи энергии электронам среды (коэффициент электронного преобразования), μ_s/ρ – массовый коэффициент передачи энергии вторичному излучению. На рис. 1.4 и 1.5 приведены зависимости от энергии значения μ и его составляющих для кремния и германия.

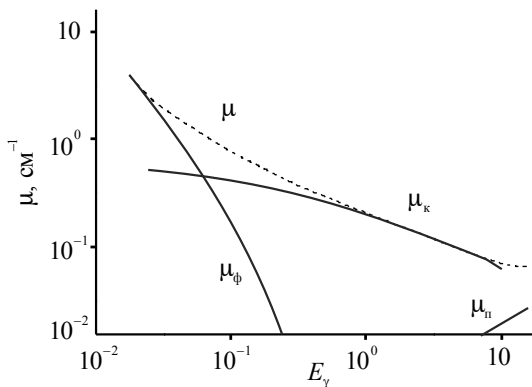


Рис. 1.4. Зависимость полного коэффициента поглощения и его отдельных составляющих от энергии γ -кванта в кремнии

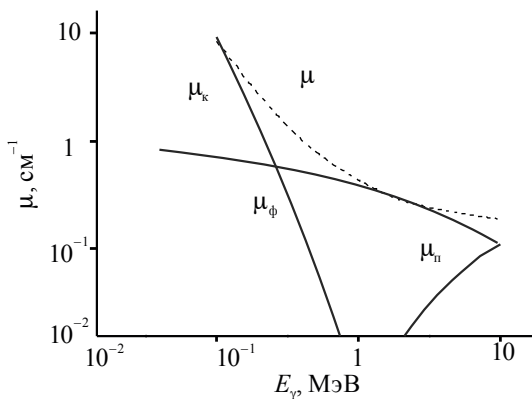


Рис. 1.5. Зависимость полного коэффициента поглощения и его отдельных составляющих от энергии γ -кванта в германии

1.2. СМЕЩЕНИЕ АТОМОВ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЙ

Пороговая энергия смещения атома из узла кристаллической решетки. Пороговая энергия смещения атома из узла представляет собой минимальную энергию, которую нужно сообщить атому для выхода его в междоузельное положение, и обозначается E_d . Один из наиболее ранних подходов к определению величины E_d принадлежит Зейтцу, который связал E_d с энергией сублимации атома E_s , равной $\sim 5\text{эВ}$. Он считал, что для смещения атома в объеме затрачивается энергия в 2 раза большая, чем для отрыва атома с поверхности, так как требуется разорвать в 2 раза больше связей. Но такое соотношение характерно для относительно медленного перемещения атома из узла, когда соседние атомы успевают вернуться в исходное положение. При резком ударе этого не происходит, поэтому пороговая энергия смещения должна быть еще больше, а именно равна $\sim 4\text{--}5 E_s$, т. е. 20–25 эВ. В более поздних подходах величину E_d определяли исходя из энергии отдельной связи D ($E_d = 4D$), которая, в свою очередь, обусловлена энергией сцепления и энергией перехода из состояния $s^2 p^2$ в состояние sp^3 . При этом для полупроводников IV группы (германия, кремния) получалась величина, близкая по значению к E_d , полученному Зейтцем.

Экспериментальные данные по E_d для германия и кремния хорошо согласуются с указанными подходами. Так, для кремния $E_d \approx 21$ эВ, а для германия $\sim 27,5$ эВ. Однако следует отметить, что величина E_d может зависеть от кристаллографического направления, по которому происходит движение выбитого атома, и весьма чувствительна к температуре при облучении (с ростом температуры E_d падает).

Распределение дефектов при различных видах облучения. В результате смещения атома из узла в облучаемом материале создается вакансия и междоузлие, которые представляют собой первичные дефекты. Если пренебречь движением вакансий после их образования, то можно представить следующую картину их распределения в облучаемом материале при различных видах излучений.

Облучение электронами космического пространства. Учитывая, что полное поперечное сечение образования смещений σ_d падает с уменьшением энергии электрона, электроны по мере потери энергии в облучаемом материале будут создавать все меньше и меньше смещений. Таким

образом, распределение вакансий в материале при электронном облучении можно условно изобразить спадающей зависимостью на длине пробега. Если облучать образцы с толщиной, много меньшей пробега электронов R_e , то распределение дефектов по объему будет достаточно равномерным, так как каскадная функция для электронов с $E_e < 5$ МэВ не сильно отличается от единицы.

Облучение γ -квантами, образуемыми при ядерном взрыве и в ядерных установках. В указанном случае смещения создаются вторичными электронами, энергия которых не может превышать энергию γ -квантов. Следует только подчеркнуть, что проникающая способность γ -квантов существенно выше, чем электронов (при одинаковых исходных энергиях). Поэтому равномерное распределение дефектов в объеме облучаемого материала при γ -облучении может достигаться в более толстых образцах, чем при электронном облучении.

Общая же концентрация дефектов при γ -облучении в расчете на один квант существенно меньше (на 2–3 порядка), чем при электронном облучении (в расчете на одну частицу), так как эти дефекты создаются во вторичных процессах (за счет электронов, образующихся при взаимодействии γ -излучения с веществом).

Облучение быстрыми нейтронами, возникающими в результате реакций деления и синтеза. Сечение упругого взаимодействия с веществом быстрых нейтронов, которое в значительной мере определяет их основные потери энергии, составляет несколько барн. Это приводит к достаточно большим пробегам нейтронов в большинстве материалов. В образцах реальных размеров каждый нейтрон в среднем может упруго взаимодействовать с атомом облучаемого материала один раз. При этом он сообщает атому отдачи достаточно большую энергию, намного превышающую пороговую энергию смещения атомов из узлов E_d и пороговую энергию ионизации E_i . Это означает, что атом отдачи, имея большую скорость и потеряв часть валентных электронов, будет упруго взаимодействовать с ядрами облучаемого материала (сначала за счет кулоновского взаимодействия, а в конце пробега, после захвата электронов, за счет рассеяния типа упругих шаров). Результатом такого взаимодействия будет скопление дефектов в конце пробега первично выбитого атома. Сами же эти скопления из-за большого пробега нейтронов в материале распределяются равномерно по объему.

Протонное облучение космического пространства. Энергетический спектр протонного излучения космического пространства весьма широк. Однако основной вклад в создание смещений вносят протоны с энергией в диапазоне до 50 МэВ, которые упруго взаимодействуют с яд-

рами облучаемого материала за счет кулоновских сил. Средняя энергия атомов отдачи при протонном облучении с энергией в десятки МэВ и, соответственно, каскадная функция относительно невелики. Таким образом, значительная доля дефектов в образцах, меньших длины пробега протонов, будет представлять собой равномерно расположенные вакансии. Однако при отдельных редких взаимодействиях (при рассеянии на большие углы) может происходить передача атому энергии отдачи, намного превышающей E_d и E_i . В этом случае будут создаваться скопления дефектов, характерных для облучения быстрыми нейтронами. Таким образом, в относительно тонких (по сравнению с пробегом протона) образцах на фоне равномерно распределенных точечных дефектов будут наблюдаться отдельные скопления вакансий. В толстых образцах в конце пробега протон, захватив электрон, будет взаимодействовать по принципу механизма упругих шаров, что приведет к резкому возрастанию концентрации дефектов.

В расчете на одну частицу протоны и быстрые нейтроны создают существенно большую концентрацию дефектов, чем электроны и тем более γ -кванты. Следует также подчеркнуть, что с уменьшением энергии протонов концентрация дефектов растет из-за увеличения поперечного сечения образования смещений.

2. УПРАВЛЕНИЕ СОСТАВОМ ДЕФЕКТНЫХ ЦЕНТРОВ

2.1. СТРУКТУРНЫЕ КОМПЛЕКСЫ В КРЕМНИИ, ОБРАЗУЮЩИЕСЯ С УЧАСТИЕМ ВАКАНСИЙ

Первичные дефекты. Первичными дефектами в кристаллах при радиационном воздействии являются вакансии и междоузельные атомы. Образующаяся пара «вакансия – междоузельный атом» называется «дефект по Френкелю». Если вакансия образуется внутри объема материала за счет ее миграции с поверхности либо из внутренних источников, генерирующих вакансии, то такой дефект называется «дефект по Шоттки».

В результате тепловой миграции первичных дефектов по кристаллу образуются различного рода комплексы. На характер образования комплексов большое влияние оказывают структурные несовершенства исходного кристалла. Даже в полупроводниках, т. е. достаточно чистых материалах, очень заметно проявляется влияние имеющихся структурных несовершенств.

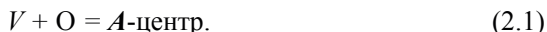
Вакансия как изолированный дефект в кремнии может существовать только при очень низких температурах. При этом она может находиться в четырех различных зарядовых состояниях (нейтральном, отрицательно заряженном однократно, двукратно и положительно заряженном) в зависимости от исходного примесного состояния полупроводника, т. е. от положения уровня Ферми. При температуре кристалла, отличной от абсолютного нуля, вакансия мигрирует по кристаллу. Механизм миграции – активационный. Энергия активации миграции вакансии зависит от ее зарядового состояния. Отрицательно заряженная вакансия имеет энергию активации миграции $\sim 0,18$ эВ, нейтральная $\sim 0,33$ эВ.

Следовательно, отрицательно заряженная вакансия в кремнии значительно быстрее диффундирует по кристаллу и, встречаясь со структурными дефектами (в первую очередь с примесными атомами), образует с последними более или менее устойчивые комплексы. При этом в энергетическом спектре кристалла исчезают уровни, соответствующие изолированной вакансии, и появляются уровни, соответствующие вновь обра-

зованным комплексам (вакансия + примесь). Энергетический уровень, соответствующий отрицательно заряженной вакансии, исчезает уже при температурах кристалла, превышающих 60–70 К. Уровень, соответствующий нейтральной вакансии, исчезает при температурах 150–180 К.

Основной вид структурных несовершенств в полупроводнике – легирующая примесь, а также технологические (фоновые) примеси. Одной из них является примесь кислорода, который захватывается в решетку кристалла при выращивании. Так, при выращивании монокристаллов по методу Чохральского концентрация кислорода в кремнии составляет $\approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Комплекс «вакансия – кислород». Вакансия, взаимодействуя с кислородом, образует комплекс, который называется *A*-центром:



Обычно кислород находится в междоузельном состоянии. Когда вакансия подходит к кислороду, он сдвигается из междоузлия в сторону вакансии. Получившийся комплекс создает в запрещенной зоне кремния «глубокий» акцепторный уровень с энергией $E_A = E_c - 0,17 \text{ эВ}$.

Этот уровень хорошо наблюдается в Si *n*-типа. В оптических экспериментах проявляется пик поглощения на длине волны $\lambda = 12 \text{ мкм}$.

A-центр существует в кремнии уже при комнатной температуре. Отжиг этого дефекта происходит при температуре $T_{\text{отж}} = 600\text{--}620 \text{ К}$. Энергия активации распада *A*-центра $\approx 1,3 \text{ эВ}$.

Комплекс «вакансия – донорная примесь». Кроме *A*-центров вакансии могут образовывать комплексы с легирующей донорной примесью. С фосфором вакансии образует так называемый *E*-центр:



E-центр создает в кремнии «глубокий» акцепторный уровень с энергией активации $E_E \approx E_c - 0,44 \text{ эВ}$.

При этом фосфор, вошедший в *E*-центр, уже не создает донорного уровня. *E*-центр достаточно термостабилен. Он отжигается при температуре $T \approx 420 \text{ К}$. Энергия активации отжига $\approx 0,94 \text{ эВ}$.

E-центр удаляет из зоны проводимости сразу два электрона, если уровень Ферми выше, чем E_F . Если E_A ниже, чем E_F , то удаляется только один электрон (за счет исчезновения донорного уровня).

Близкие по характеристикам центры возникают, если в качестве легирующей примеси используются другие элементы V группы (Sb, As). Их энергии активации равны соответственно $E_A = E_c - 0,42 \text{ эВ}$ и $E_A = E_c - 0,39 \text{ эВ}$.

Дивакансии. В достаточно чистом материале (где низкая концентрация легирующей примеси) возникают комплексы, состоящие из двух вакансий – дивакансии:



Дивакансия вносит три уровня в запрещенную зону кремния:

- 1) верхний, двукратно отрицательно заряженный $E_c - 0,23$ эВ;
- 2) средний, однократно отрицательно заряженный $E_c - 0,39$ эВ;
- 3) нижний, положительно заряженный $E_v + 0,21$ эВ.

Введение дивакансии в материал n -типа приводит к удалению из зоны проводимости двух электронов. Если дивакансия вводится в материал p -типа, то уменьшения свободных носителей не происходит. Если имеем сильнолегированный p -материал, то дивакансия удаляет дырку из валентной зоны, т. е. обладает амфотерностью. Отжиг дивакансий происходит при температурах ~ 570 К. Энергия активации развала дивакансии $\approx 1,3$ эВ.

Комплекс «вакансия – акцепторная примесь». В полупроводнике, содержащем акцепторную примесь, возникают комплексы «вакансия + акцепторная примесь».

Существует комплекс «вакансия + алюминий» ($V + Al$), имеющий уровень $E_v + 0,48$ эВ и являющийся дефектом донорного типа. Есть предположения для существования центра «вакансия + бор» ($V + B$). Ему приписывают энергетический уровень $E_v + 0,45$ эВ. Однако он отжигается при температуре ~ 300 К.

Реальное количество всевозможных центров в кремнии может быть очень большим. Имеется таблица спектров электронного парамагнитного резонанса, значительное количество уровней определено по спектрам поглощения. Все рассмотренные центры являются следствием появления вакансий как первичного радиационного дефекта.

2.2. СТРУКТУРНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В ОБЛУЧЕННОМ КРЕМНИИ С УЧАСТИЕМ МЕЖДОУЗЕЛЬНЫХ АТОМОВ

Междоузельные атомы еще более подвижны, чем вакансии. Движение междоузельных атомов в кристалле является не тепловым, а атермальным. До конца механизм перемещения междоузельных атомов по кристаллу не ясен. Однако можно с уверенностью сказать, что междоузлия движутся по кристаллу быстро и участвуют в образовании радиационных дефектов (комплексов).

Наиболее заметно это в кремнии, легированном алюминием. Оказалось, что при облучении такого кремния при очень низких температурах хорошо проявляется спектр атомов алюминия, находящихся в междоузлиях. Предполагается, что первичные междоузельные атомы взаимодействуют с алюминием замещения и вытесняют его в междоузлия.

Такой механизм образования дефектов, называемый механизмом Уоткинса, считается основным в материалах, легированных акцепторной примесью. Междоузельные атомы могут вытеснять из узлов и чужеродную остаточную примесь, например углерод. Кроме этого, вытесненная в междоузлия примесь I образует комплексы с узловой примесью S , такие как $Al_I - Al_S$, $B_I - B_S$, $C_I - C_S$.

К-центр. Имеется аналог A -центра и в p -типе. Это так называемый K -центр. Предполагается, что это сочетание междоузельных кислорода и углерода:

$$K = C_I + O_I. \quad (2.4)$$

K -центр создает два донорных уровня в запрещенной зоне:

$$E_v + 0,3 \text{ эВ и } E_v + 0,16 \text{ эВ.}$$

Поскольку всегда часть примеси располагается в междоузлиях (где она не является электрически активной), то под действием первичных дефектов (в основном вакансий) примесь может попасть в узел и стать электрически активной. Так, например, после облучения кремния, содержащего большое количество меди или золота, наблюдается рост концентраций электрически активных примесных центров Cu и Au :

$E_v + 0,49 \text{ эВ}$ – акцепторный уровень меди;

$E_v + 0,24 \text{ эВ}$ – донорный уровень меди;

$E_v + 0,35 \text{ эВ}$ – донорный уровень золота;

$E_c - 0,54 \text{ эВ}$ – акцепторный уровень золота.

Аннигиляция вакансий и междоузлий и отжиг радиационных дефектов. При определенных температурах (температурах отжига) комплексы, образованные первичными дефектами, могут распадаться. Дальнейшая судьба высвободившихся дефектов различна. В частности, может происходить образование более высокотемпературных комплексов или аннигиляция первичных дефектов.

Считается, что аннигиляция первичных дефектов происходит на центрах аннигиляции, каковыми являются различного рода несовершенства решетки, в частности примесь. Но она должна иметь большое сечение захвата как междоузельных атомов, так и вакансий.

Как и для случая комплексообразования, для аннигиляции первичным дефектам необходимо преодолеть определенный энергетический барьер (барьер аннигиляции). Надо, чтобы каждая из этих компонент (вакансия и междоузлие) могла остановиться на каком-то центре аннигиляции и попасть туда, преодолев энергетический барьер. Эксперименты показывают, что барьеры аннигиляции могут быть достаточно большими. Это говорит о том, что при низкой температуре аннигиляция практически не

идет, если не введены специальные центры аннигиляции. Такими центрами, в частности, являются дислокации, границы раздела сред.

При нагреве материала комплексы начинают распадаться, сначала более низкотемпературные, например *E*-центры. При этом высвобождаются вакансии. Если в материале избыток кислорода, то высвободившиеся при распаде *E*-центров вакансии начнут образовывать *A*-центры. Если весь кислород ушел на образование *A*-центров, то образуются дивакансии, т. е. более высокотемпературные комплексы. При дальнейшем нагреве разваливаются и *A*-центры, и дивакансии, тогда возможно образование многовакансионных комплексов (из трех, четырех вакансий), устойчивых при более высоких температурах. Но при $T \approx 600^\circ\text{C}$ и эти комплексы разваливаются и начинается интенсивная аннигиляция первичных дефектов. При этом полностью восстанавливаются свойства исходного кристалла. Так происходит в тех материалах, где нет специальных центров аннигиляции дефектов.

Есть ряд примесей, являющихся эффективными центрами аннигиляции, например гадолиний. В кремнии, легированном гадолинием, при облучении образуется значительно меньше дефектов. Уже при комнатной температуре происходит эффективный захват вакансий и междоузлий, их аннигиляция. Перспективно также использовать атомы примеси олова как центры аннигиляции в германии и кремнии.

2.3. ГРУППОВЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ

Все рассмотренное выше справедливо для облучений, которые создают точечные дефекты (электроны и γ -излучение).

Значительно сложнее выглядит картина дефектов при протонном и нейтронном облучении. Специфика комплексообразования в этом случае состоит в том, что при облучении тяжелыми частицами образуются области с высокой локальной концентрацией первичных дефектов. Поэтому существует большая вероятность взаимодействия этих первичных дефектов между собой.

Модель Госсика. Впервые модель области разупорядочения (кластера) была предложена Клеландом и Крауфордом для объяснения изменения электропроводности и коэффициента Холла в германии после облучения нейтронами. Одновременно детальное описание модели кластера было сделано Госсиком. По его модели (рис. 2.1) кластер представляет собой микроскопическое включение сферической или сфероидальной формы с радиусом R_0 , которое содержит большую концентрацию дефектов (порядка 10^{18} – 10^{20} см⁻³) и обладает проводимостью, отличной от прово-

димости неповрежденной матрицы. Вследствие диффузии носителей из окружающего неповрежденного материала, стремящейся выровнять разницу в электропроводности между кластером и матрицей, области становятся заряженными. Это ведет к образованию сферической области пространственного заряда с радиусом R_1 , истощающей концентрацию основных носителей в матрице на расстоянии R_2 от центра области. Объемный заряд внутри и вокруг кластера создает нарушение периодичности электростатического потенциала кристалла. Возникший потенциал служит барьером для дальнейшего захвата основных носителей на центры внутри кластера и потенциальной ямой – для неосновных носителей заряда.

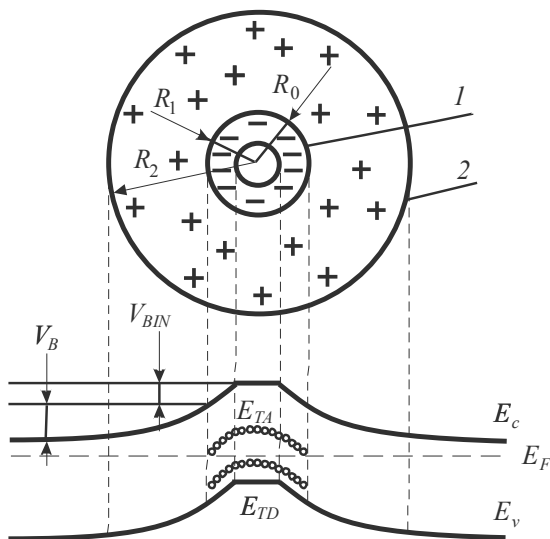


Рис. 2.1. Модель кластера по Госсигу:

1 – область повреждения, окруженная пространственным зарядом;

2 – «истощенный» от носителей тока объем матрицы

Величина потенциального барьера по этим представлениям состоит из двух слагаемых – потенциала на границе между матрицей и истощенной областью V_B и потенциала на границе между областью повреждения и истощенной областью V_{BIN} , которые определяются следующими выражениями:

$$V_B = \frac{eN_D R_1^2}{3\epsilon} \left[\left(\frac{R_2}{R_1} \right)^3 + \frac{1}{2} - \frac{3}{2} \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2 \right], \quad (2.5)$$

$$V_{BIN} = \frac{eN_T R_1^2}{6\epsilon} \left[1 - 3 \left(\frac{R_0}{R_1} \right) + 2 \right], \quad (2.6)$$

где R_0 , R_1 , R_2 – упомянутые выше радиусы; N_D , N_T – концентрация химических доноров в матрице и глубоких центров в кластере соответственно; e – заряд электрона; ϵ – диэлектрическая проницаемость кремния.

По модели Госсика, области влияют на подвижность основных носителей двояко: с одной стороны, геометрически, блокируя потоки основных носителей и тем самым уменьшая эффективное сечение образца, и, с другой – электрически, проявляя себя заряженными включениями, в поле которых происходит дополнительное рассеяние свободных носителей.

Модель Госсика описывает уменьшение подвижности лишь в первом приближении и далеко не объясняет наблюдаемые в экспериментах процессы, в особенности температурную зависимость холловской подвижности носителей в присутствии разупорядоченных областей.

Попытка строгого математического описания процесса рассеяния носителей тока в поле объемного заряда кластера предпринималась многими авторами, однако законченной математической теории для объяснения этого эффекта пока не создано.

Оба фактора, геометрический и электрический, обуславливают уменьшение подвижности носителей тока при понижении температуры кристалла. Внешне такой ход температурной зависимости подвижности очень похож на температурную зависимость подвижности для случая преимущественного рассеяния носителей тока на точечных изолированных заряженных центрах. Однако в количественном отношении, особенно при высоких концентрациях разупорядоченных областей N , различие весьма существенно. Показатель степени m в зависимости $\mu \sim T^m$ при рассеянии в поле объемного заряда кластера может быть очень большим и достигать значения около 10, в то время как для случая рассеяния на ионизированных примесях $m = 3/2$. Правда, в случае больших концентраций кластеров, когда они начинают перекрываться (условия перекрытия $NR_0 \approx 1$) вследствие сплошных флуктуаций потенциала, условия для переноса электрических зарядов другие. Описание переноса в этом случае сводится к решению задачи о протекании электронной или дырочной жидкости через лабиринт. В этом случае энергетическую сторону процесса переноса зарядов характеризуют уровнями «протекания» для электронов и дырок, т. е. значениями энергии, обладая которыми носители могут пройти от электрода к электроду классическим образом, не туннелируя сквозь горбы потенциала, а огибая их. Из этих представлений следует, что в таких условиях произведение постоянной Холла R на прово-

димось σ не имеет ничего общего с подвижностью носителей тока и может принимать сколь угодно малые значения.

В заключение следует отметить, что качественная сторона модели Госсика получила экспериментальное подтверждение в опытах по исследованию спектров ЭПР в нейтроннооблученном кремнии *n*-типа. Авторы одновременно наблюдали сигналы ЭПР от нейтральных атомов фосфора в замещении и от отрицательно заряженных дивакансий V_2^- . Это возможно только при микронеоднородном распределении положения уровня Ферми E_F в объеме облученного кристалла относительно краев E_c и E_0 запрещенной зоны, ибо для наблюдения сигнала ЭПР от нейтральных доноров расположение E_F должно быть следующее: $E_c > E_F > E_c - 0,045$ эВ, а для наблюдения ЭПР от $V_2^- - E_c - 0,4$ эВ $> E_F > E_c - 0,55$ эВ.

Отжиг дивакансионного ядра. При нейтронном облучении в локальных областях создается большое количество вакансий – вакансионные «ядра». Междоузельные атомы уходят из этих областей практически мгновенно на большие расстояния. Если концентрация вакансий существенно выше концентрации примеси, то логично ожидать, что вакансии начнут взаимодействовать между собой, образуя дивакансии. В местах, где была большая плотность дефектов (вакансий), образуется скопление дивакансий – дивакансионный объем. Между ядром и остальным объемом существует градиент концентрации вакансий и, следовательно, будет идти диффузия вакансий из ядра. Концентрация дефектов за пределами ядра существенно меньше, поэтому более вероятны процессы взаимодействия вакансий и примесных атомов с образованием соответствующих комплексов.

Часть междоузельных атомов кремния при своем движении из области каскада также может взаимодействовать с чужеродными атомами, находящимися в узлах, вытесняя их в междоузлия и занимая их место. Вытесненные атомы примеси могут образовывать комплексы дефектов с оставшимися в узлах атомами примеси.

Таким образом, дивакансионное ядро будет окружено оболочкой из рассмотренных ранее комплексов (рис. 2.2) – областей разупорядочения в кристаллах, содержащих дивакансионное ядро, окруженное оболочкой комплексов вакансий с примесями, называемых кластерами. Междоузельные атомы при этом не учитываются, так как они быстро уходят из этого объема.

При облучении протонами может возникать аналогичная картина. Но помимо этого, протонное облучение может вводить свои специфические дефекты. В частности, протон при полной остановке превращается в водород. При этом идет образование комплексов, состоящих из водорода с вакансией или вакансиями. Этот комплекс создает в запрещенной зоне Si

мелкий донорный уровень с энергией $E_c - 0,02$ эВ. В то же время в кремнии, выращенном в атмосфере водорода, таких центров нет. Следовательно, для их образования необходимы вакансии. Распад этого центра происходит при температуре $T \geq 500$ °С. Образование таких комплексов будет увеличивать концентрацию электронов в n -Si.

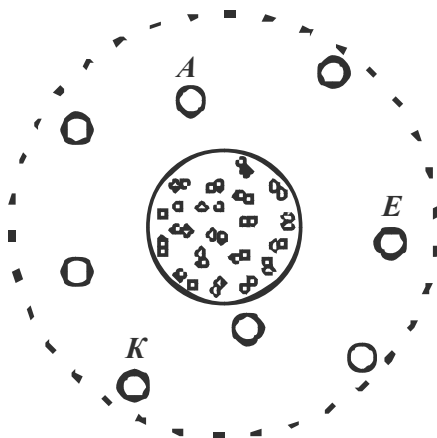


Рис. 2.2. Модель кластера

Отжиг кластеров. При отжиге кластеров оболочка исчезает по тем же законам, что и изолированные комплексы. Что касается ядра, то высокая концентрация дефектов дает возможность более легкой перестройки. Поэтому отжиг ядра происходит при более низких температурах, чем отжиг изолированных дивакансий. Процессы перестройки в ядре начинаются уже при 150 °С, причем такая перестройка не имеет ярко выраженных стадий. Это означает, что идет постепенное изменение комплексности ядра.

2.4. РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ И ГЕРМАНИИ

В целом картина дефектообразования в других полупроводниках аналогична наблюдаемой в Si, однако существует ряд особенностей. Так, в бинарных соединениях, в частности в GaAs, имеется не два типа первичных дефектов, а восемь: два типа вакансий (вакансия в подрешетке Ga, вакансия в подрешетке As), четыре типа междоузлий (междоузлие Ga в подрешетке Ga, междоузлие Ga в

подрешетке As, междоузлие As в подрешетке Ga, междоузлие As в подрешетке As), два типа замещений (атом замещения As в подрешетке Ga, атом замещения Ga в подрешетке As). В этом случае атом, выбитый из узла, должен двигаться по чередующимся междоузельным положениям в подрешетке Ga и As. Кроме того, движение вакансий по их собственной подрешетке в случае самодиффузии также затруднено. Это приводит к заметной концентрации устойчивых при комнатной температуре простых радиационных дефектов.

Установлено, что легирующие примеси в GaAs практически не участвуют в создании радиационных дефектов, чего нельзя сказать об остаточных неконтролируемых примесях, которые существенно осложняют идентификацию обнаруженных в арсениде галлия многочисленных уровней дефектов в запрещенной зоне. Однако можно отметить общую с Si характеристику дефектных уровней. Как и в Si, в GaAs акцепторные уровни располагаются в верхней половине запрещенной зоны, а донорные – в нижней, т. е. в материале как *n*-типа, так и *p*-типа при введении изолированных радиационных дефектов наблюдается удаление основных носителей заряда (рис. 2.3). И при достаточно высоких потоках облучения оба вида материала становятся компенсированными (высокоомными), уровень Ферми располагается вблизи середины запрещенной зоны.

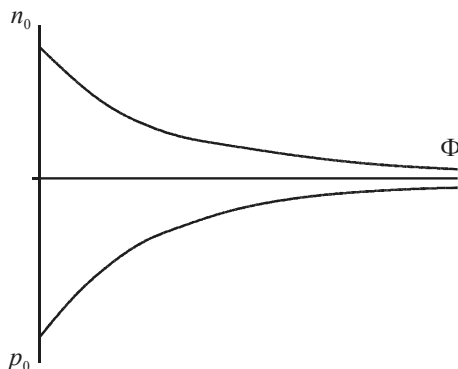


Рис. 2.3. Изменение концентрации основных носителей заряда в широкозонных (Si, GaAs) полупроводниках с ростом флюенса облучения

В германии легирующая и остаточная примеси активно участвуют в создании устойчивых при комнатной температуре комплексов дефектов. Однако преимущественно при облучении вводятся дефекты акцепторного типа, причем как в верхней, так и в нижней половине запрещенной зоны, в том числе расположенные достаточно близко к потолку валентной зоны. Это приводит к конверсии при облучении Ge *n*-типа в *p*-тип (рис. 2.4).

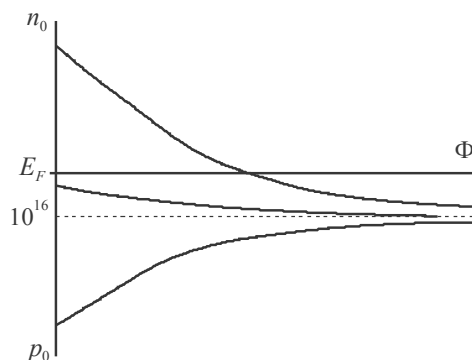


Рис. 2.4. Зависимость концентрации основных носителей заряда в германии от флюенса облучения

В процессе облучения как в *n*-Ge, так и в *p*-Ge уровень Ферми стремится к предельному положению, соответствующему концентрации свободных носителей заряда $\sim 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

2.5. МЕТОДЫ АНАЛИЗА КРИВЫХ ОТЖИГА

Для анализа кинетик отжига используются экспериментальные данные. В общем такой анализ включает выявление различных стадий отжига, а также оценку величины кинетических коэффициентов и соответствующих энергий активации. Общие методы анализа данных по изотермическому и изохронному отжигу существуют только в довольно простых случаях, когда может быть выделен процесс, характеризующийся одним значением энергии активации.

В случае процесса, кинетика которого определяется одной энергией активации, последняя может быть найдена при довольно общих предпосылках. Если такой процесс описывается уравнением кинетики химических реакций, то порядок реакции можно оценить несколькими способами.

$$\frac{dn}{dt} = -F(n)K = -F(n)K_0 e^{-E/kT}, \quad (2.7)$$

где n – относительная концентрация дефекта; $F(n)$ – некоторая непрерывная функция n ; K – характеристический кинетический коэффициент, который можно разделить на предэкспоненциальный множитель K_0 и экспоненту, содержащую в показателе энергию активации процесса E .

Уравнение (2.7) основано на двух допущениях:

- а) фактор Больцмана $e^{-E/kT}$ входит в K как множитель;
- б) энергия активации E не зависит от n .

При этих не слишком жестких ограничениях энергию активации E можно определить несколькими методами.

Метод сечения. Допустим, что экспериментально получены кривые изотермического отжига для нескольких температур с использованием серии идентичных образцов, т. е. образцов, характеризующихся одинаковой исходной концентрацией дефектов n_0 , как показано на рис. 2.5. Эти данные можно проанализировать следующим путем. Формальное интегрирование уравнения (2.7) дает

$$-\int_{n_0}^{n_1} \frac{dn}{F(n)} = K_0 t \cdot e^{-E/kT}. \quad (2.8)$$

Если на рис. 2.5 провести линию $n = \text{const}$ (например, линию $n = n_1$, показанную пунктиром), то левая часть выражения (2.8) будет постоянной. При различных температурах для достижения заданной концентрации n_1 требуется разное время; связь между временем и температурой дается уравнением

$$te^{-E/kT} = \text{const} \equiv C. \quad (2.9)$$

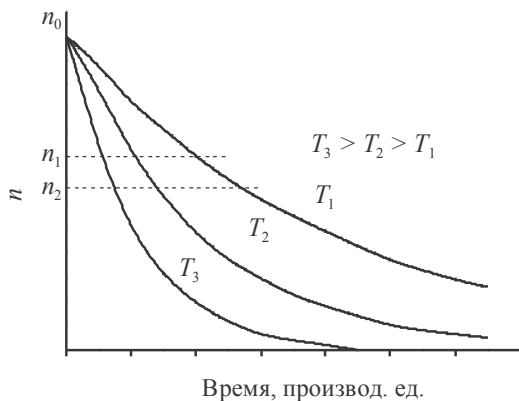


Рис. 2.5. Определение энергии активации по кривым изотермического отжига методом сечения

Таким образом, отношение времен t_1 и t_2 , необходимых для достижения заданной постоянной концентрации дефектов при температурах T_1 и T_2 соответственно, выражается формулой

$$\ln \frac{t_1}{t_2} = \frac{E}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right). \quad (2.10)$$

Если прямая $n = \text{const}$ пересекает несколько кривых, то для каждой точки пересечения имеем

$$\ln(t_i) = \ln C + \frac{E}{kT_i}, \quad (2.11)$$

т. е. логарифм является линейной функцией $1/T_i$, а коэффициент пропорциональности равен E/k . Если сечение $n = \text{const}$ проходит через иное значение n (например, n_2), то в уравнении (2.11) меняется только величина постоянной C и прямые, удовлетворяющие этим уравнениям, должны быть параллельны. Эта характерная особенность является следствием предположения, что мы имеем дело с простым процессом, характеризующим постоянным значением энергии активации.

Отношение угловых коэффициентов. Весьма сходный метод строится на резком изменении температуры в процессе отжига одного образца (рис. 2.6). Пусть в точке A , соответствующей $n = n^*$, температура меняется скачком от T_1 до T_2 . Построим в этой точке касательные к кривой $n(t)$, соответствующие T_1 и T_2 .

Согласно (2.7), угловые коэффициенты этих касательных R_1 и R_2 задаются выражениями

$$\begin{aligned} R_1 &= -F(n^*)K_0 e^{-E/kT_1}, \\ R_2 &= -F(n^*)K_0 e^{-E/kT_2}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Отсюда вытекает соотношение

$$\ln \frac{R_1}{R_2} = -\frac{E}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right), \quad (2.13)$$

с помощью которого непосредственно определяется энергия активации. Этот метод, как и метод сечения, дает одну и ту же величину энергии активации при различных n^* , но, конечно, при условии, что процесс характеризуется одним значением этой величины. На практике трудно построить касательные с большой точностью, и поэтому приходится проводить по несколько таких экспериментов.

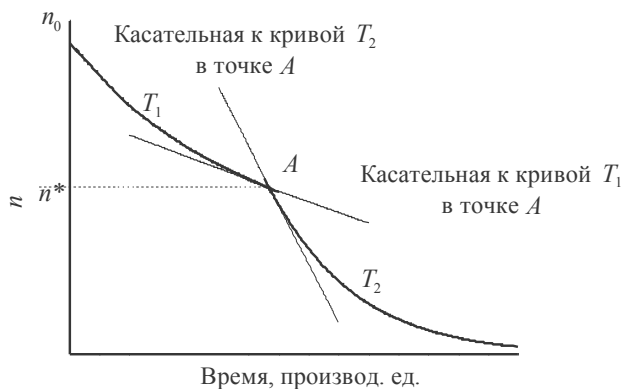


Рис. 2.6. Определение энергии активации по отношению угловых коэффициентов

Постоянная скорость нагревания. Во многих экспериментах образец, содержащий дефекты, нагревается с постоянной скоростью, и в процессе отжига измеряется какая-либо физическая характеристика p , зависящая от числа дефектов. Так как K в уравнении (2.7) экспоненциально зависит от температуры, производная dp/dt очень мала на низкотемпературной стадии процесса, затем довольно резко увеличивается, после чего в узкой области температур, близких к характеристической температуре отжига T_a , фактически исчезают все дефекты, определяющие течение данной стадии отжига, и dp/dt падает до нуля. В том случае, когда нагревание производится ступенчатым образом, т. е. образец выдерживается определенное время при каждой температуре, метод исследования называется изохронным отжигом. Допустим, что температура повышается от абсолютного нуля с постоянной скоростью. При этом $T = \alpha t$, где α — скорость нагревания, t — время, прошедшее от начала опыта. Тогда в уравнении (2.7) в качестве независимой переменной можно использовать не время, а температуру:

$$\frac{dn}{F(n)} = -\frac{K_0}{\alpha} e^{-E/kT} dT. \quad (2.14)$$

Решение этого уравнения может быть выражено интегральной показательной функцией

$$Ei(-x) = \int_{-\infty}^{-\alpha} \frac{e^x}{x} dx. \quad (2.15)$$

Если отжиг длится не слишком долго, то основная его часть завершается при температурах, много меньших, чем E/k , и можно использовать приближение для интегральной показательной функции:

$$Ei(-x) \approx e^{-x} \left(\frac{1}{x^2} - \frac{1}{x} \right). \quad (2.16)$$

Если положить α_1 и α_2 – скорости нагрева в двух различных опытах, – тогда решение будет иметь вид

$$\ln \left(\frac{\alpha_2 T_1^2}{\alpha_1 T_2^2} \right) = \frac{E}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right), \quad (2.17)$$

где T_1 и T_2 – температуры, которым соответствует одна и та же концентрация n при двух разных скоростях нагрева (α_1 и α_2). Из этого соотношения легко определить E .

Комбинированный изохронный и изотермический отжиг. Данный метод представляет собой комбинацию изотермического и изохронного отжигов. Образец выдерживается в течение одинаковых промежутков времени при ряде последовательно повышающихся температур (ступени изменения температуры не обязательно должны быть одинаковыми). Рассмотрим случай изохронного отжига. Обозначим через T_i температуру (постоянную в течение каждой изотермической выдержки), соответствующую i -й выдержке, через n_i – значение n в конце этой выдержки и через t_i – время от начала отжига до конца i -й выдержки (рис. 2.7).

Рассмотрим теперь кривую изотермического отжига, построенную в форме зависимости n от продолжительности отжига τ при постоянной температуре T_a (рис. 2.8).

Решение соответствующих уравнений даст соотношение

$$\ln \left(\frac{\Delta \tau_i}{\Delta t_i} \right) = \frac{E}{k} \left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_i} \right). \quad (2.18)$$

График зависимости $\ln \Delta \tau_i$ от $1/T_i$ является прямой линией при условии, что течение процесса характеризуется одним значением энергии активации. Угловой коэффициент этой прямой равен E/k .

В случае отжига, связанного с двумя различными значениями энергии активации, этот метод, так же как и предыдущие, дает переменную – зависящую от n величину энергии активации в тех областях, где оба элементарных процесса протекают одновременно. В условиях, характеризующихся преобладающей ролью одного из этих процессов, полученная энергия активации не будет зависеть от n .

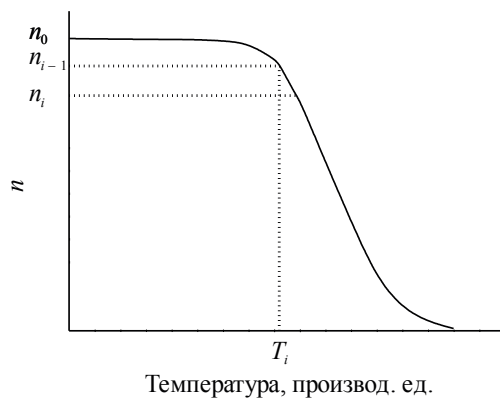


Рис. 2.7. Комбинированный изохронный и изотермический отжиг. Анализ изохронной кривой

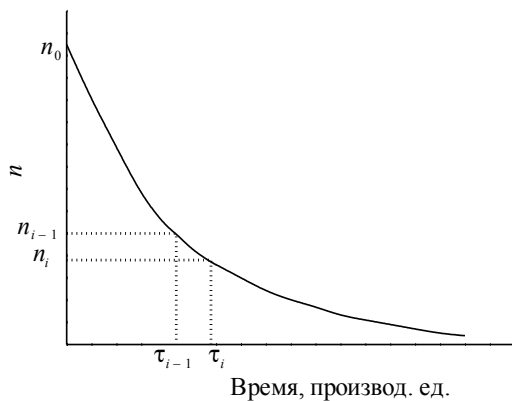


Рис. 2.8. Комбинированный изохронный и изотермический отжиг. Анализ изотермической кривой

Уравнение кинетики химической реакции. Процессы, характеризующиеся одним значением энергии активации, часто можно описать уравнением кинетики химической реакции:

$$\frac{dn}{dt} = -Kn^\gamma \equiv -K_0 n^\gamma e^{-E/kT}, \quad (2.19)$$

где γ – порядок реакции. Диффузия к фиксированному числу стоков соответствует реакции первого порядка, $\gamma = 1$, а взаимное уничтожение ва-

кансий и междоузельных атомов (рассматриваемое как случайный процесс) при равной концентрации этих дефектов соответствует реакции второго порядка, $\gamma = 2$. Поэтому при анализе любого процесса отжига весьма важно знать численное значение γ . Методы определения энергии активации, описанные выше, могут быть использованы и в данном случае; для этого следует в уравнение (2.7) подставить вместо $F(n)$ величину n^γ . Логарифмируя обе части уравнения (2.19), получаем

$$\frac{n}{n_0} = e^{-Kt} \quad \text{при } \gamma = 1 \text{ и}$$

$$\frac{1}{n_0^{\gamma-1}} - \frac{1}{n^{\gamma-1}} = (1-\gamma)Kt \quad \text{при } \gamma \neq 1. \quad (2.20)$$

График, соответствующий этому уравнению и построенный в логарифмических координатах, позволяет найти кинетический коэффициент K и порядок реакции γ . Результаты можно проверить, построив подобные графики для различных температур, определив по каждому из них K и вычислив затем энергию активации E . Последняя должна совпадать по величине с энергией, определенной методом сечения или любым другим методом, не связанным с какими-либо предположениями относительно конкретного вида уравнений кинетики.

Порядок реакции можно определить по кривой отжига в случае постоянной скорости нагревания, если известна энергия активации E . Дифференциальное уравнение, соответствующее постоянной скорости нагревания, получается заменой $F(n)$ на n^γ в уравнении (2.14):

$$-\frac{dn}{dT} = \frac{K_0}{\alpha} n^\gamma e^{-E/kT}. \quad (2.21)$$

Логарифмируя это уравнение, находим

$$\frac{E}{kT} + \ln\left(-\frac{dn}{dT}\right) = \ln \frac{K_0}{\alpha} + \gamma \ln n. \quad (2.22)$$

Если E и T известны, то левая часть уравнения (2.22) может быть графически представлена как функция $\ln n$, причем угловой коэффициент полученной таким образом прямой равен γ .

3. ВЛИЯНИЕ СКОПЛЕНИЙ ДЕФЕКТОВ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

3.1. ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КРЕМНИИ *n*-ТИПА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

Будем рассматривать только такие радиационные воздействия, которые приводят к образованию изолированных дефектов, т. е. воздействие γ -излучением и электронами малых энергий.

Изменение концентрации основных носителей заряда (НЗ) описывается уравнением баланса концентраций электронов при облучении интегральным потоком Φ :

$$n_{\Phi} = n_0 - \sum_{i=1}^m N_i f_i - \sum_{j=1}^z N_j + \sum_{k=1}^l N_k f_k, \quad (3.1)$$

где m – количество акцепторных уровней, создаваемых радиационными дефектами и комплексами дефектов; N_i – концентрация этих уровней; f_i – функция заполнения их электронами; N_j – концентрация центров, в структуру которых входит донорная примесь; z – количество этих центров; N_k – концентрация донорных уровней, создаваемых радиационными дефектами и комплексами дефектов; f_k – вероятность того, что уровень свободен от электрона.

Структура уровней радиационных дефектов в кремнии такова, что донорные уровни находятся в нижней половине запрещенной зоны, поэтому $\sum_{k=1}^l N_k f_k = 0$. Следовательно, в n -Si концентрация электронов при облучении будет только убывать.

Рассмотрим случай, когда в облученном материале создаются преимущественно A - и E -центры. Изменение концентрации A -центров (N_A)

во времени (в процессе облучения) пропорционально концентрации вакансий N_V и концентрации атомов кислорода N_O :

$$\frac{dN_A}{dt} = k_A N_V (N_O - N_A), \quad (3.2)$$

где k_A – коэффициент пропорциональности.

Аналогично для E -центров:

$$\frac{dN_E}{dt} = k_E N_V (N_P - N_E), \quad (3.3)$$

где N_E – концентрация E -центров; N_P – концентрация атомов фосфора; k_E – коэффициент пропорциональности.

Изменение концентрации вакансий со временем определяется уравнением непрерывности:

$$\frac{dN_V}{dt} = \lambda_V \cdot \varphi - \frac{dN_A}{dt} - \frac{dN_E}{dt}, \quad (3.4)$$

где φ – плотность потока облучения; λ_V – коэффициент пропорциональности. Величина $(\lambda_V \cdot \varphi)$ есть результирующая скорость генерации вакансий (с учетом их аннигиляции), а $\frac{dN_A}{dt} + \frac{dN_E}{dt}$ – скорость перемещения вакансий за счет образования A - и E -центров. Предполагается, что все созданные вакансии идут только на образование A - и E -центров. Для реальных интенсивностей потоков частиц φ концентрация вакансий очень быстро достигает стационарного состояния. В этом случае $dN_V/dt = 0$, т. е. все созданные в единицу времени вакансии идут на образование A - и E -центров. Для простоты будем считать, что облучение производится малыми потоками, так что выполняется условие

$$N_O \gg N_A, N_P \gg N_E. \quad (3.5)$$

С учетом (3.5) из уравнений (3.2)–(3.4) получаем

$$\lambda_V \cdot \varphi = k_A \cdot N_V \cdot N_O + k_E \cdot N_V \cdot N_P. \quad (3.6)$$

Отсюда найдем N_V :

$$N_V = \frac{\lambda_V \cdot \varphi}{k_A \cdot N_O + k_E \cdot N_P}. \quad (3.7)$$

Подставляя (3.7) в (3.2) и (3.3), с учетом (3.5) получим

$$\frac{dN_A}{dt} = k_A \frac{\lambda_V \cdot \varphi \cdot N_O}{(k_A \cdot N_O + k_E \cdot N_P)}, \quad (3.8)$$

$$\frac{dN_E}{dt} = k_E \frac{\lambda_V \cdot \varphi \cdot N_P}{(k_A \cdot N_O + k_E \cdot N_P)}. \quad (3.9)$$

Решая эти уравнения, можно найти зависимости $N_A(t)$ и $N_E(t)$. В качестве начального условия примем $N_A(t=0) = 0$; $N_E(t=0) = 0$. С учетом того, что $\int_0^t \varphi(t)dt = \Phi$, и введя обозначение $\frac{k_A N_O}{k_E N_P} \equiv \gamma$, получаем

$$N_A = \lambda_V \cdot \Phi \cdot \frac{\gamma}{1 + \gamma}, \quad (3.10)$$

$$N_E = \lambda_V \cdot \Phi \cdot \frac{\gamma}{1 + \gamma}. \quad (3.11)$$

Тогда изменение концентрации свободных электронов, вызванное потоком Φ :

$$n_\Phi = n_0 - \frac{N_A}{1 + \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)} - \frac{N_E}{1 + \exp\left(\frac{E_E - E_F}{kT}\right)} - N_E. \quad (3.12)$$

Электроны оседают на уровнях E_A и E_E , и, кроме того, «выводится из игры» фосфор на величину N_E . Подставляя в (3.12) выражения (3.10) и (3.11), получим

$$n_\Phi = n_0 - \frac{\lambda_V \cdot \Phi}{1 + \gamma} \left[\frac{\gamma}{1 + \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)} + \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_E - E_F}{kT}\right)} + 1 \right]. \quad (3.13)$$

Следует помнить, что с изменением n меняется также и уровень Ферми. Поэтому рассмотрим частные случаи.

1. Облучение сильнолегированного материала, в котором уровень Ферми лежит выше не менее, чем на $3kT$ уровня E_A , и

$$E_F - E_A > 3kT, E_F - E_E \gg kT.$$

Тогда (3.13) упрощается:

$$n_\Phi = n_0 - \lambda_V \cdot \Phi \cdot \frac{(2 + \gamma)}{(1 + \gamma)}. \quad (3.14)$$

Видно, что в этом случае зависимость $n(\Phi)$ линейна (рис. 3.1). При этом скорость удаления носителей равна

$$\frac{dn}{d\Phi} = -\lambda_V \cdot \frac{(2 + \gamma)}{(1 + \gamma)}. \quad (3.15)$$

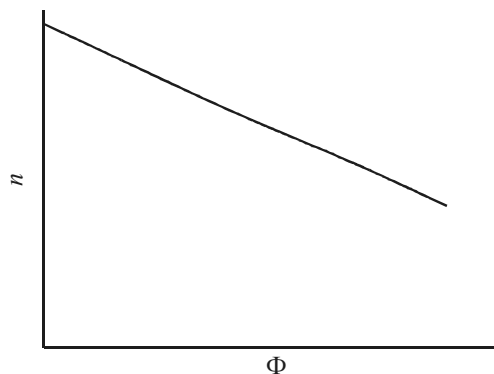


Рис. 3.1. Зависимость концентрации основных НЗ в сильнолегированном Si от потока облучения

2. Облучение материала, в котором исходный уровень Ферми лежит между уровнями E_A и E_E , т. е.

$$E_F - E_A < -3kT,$$

$$E_F - E_E > 3kT.$$

Тогда из (3.13) получим

$$n_\Phi = n_0 - \frac{\lambda_V \cdot \Phi}{1 + \gamma} \cdot \left[\gamma \cdot \exp\left(\frac{E_F - E_A}{kT}\right) + 2 \right]. \quad (3.16)$$

Преобразовав данное уравнение, получим

$$n_\Phi = \frac{n_0 - \frac{2\lambda_1 \cdot \Phi}{(1 + \gamma)}}{1 + \frac{\lambda_1 \cdot \Phi \cdot \gamma}{(1 + \gamma)n_1}}, \quad (3.17)$$

где n_1 – концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с E_A .

Начальная скорость удаления свободных НЗ:

$$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} = -\frac{\lambda_0}{(1 + \lambda)} \left(2 + \frac{n_0}{n_1} \cdot \gamma \right). \quad (3.18)$$

Если $n_0 = N_p$, тогда (3.18) упрощается:

$$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} = -\frac{\lambda_0}{(1 + \lambda)} \left(2 + \frac{k_A}{k_E} \cdot \frac{N_O}{n_1} \right). \quad (3.19)$$

Отношение k_A/k_E равно отношению сечений захвата вакансий на кислород и фосфор. Реально k_E раз в 100 больше k_A , так как вакансии обычно заряжены отрицательно, а фосфор – положительно.

Как следует из (3.19), скорость удаления свободных электронов с облучением существенно зависит от концентрации кислорода в материале. Полупроводник, в котором кислорода содержится мало, будет более чувствителен к воздействию излучения относительно уменьшения концентрации свободных НЗ.

Также можно утверждать, что скорость удаления свободных электронов в сильнолегированном материале выше, чем в слаболегированном. Это не означает, однако, что сильнолегированный материал менее радиационно-стойкий. Важно, насколько изменится общая концентрация в результате облучения.

Разберем это на примере.

Пусть имеется два материала с исходной концентрацией фосфора 10^{17} см^{-3} и 10^{15} см^{-3} . Облучим их электронами с $E = 1 \text{ МэВ}$.

А. Сильнолегированный материал ($n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3} = N_P$).

$$\lambda_v \approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}; k_A/k_E = 10^{-2}; n_1 = 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

Если кремний получен по методу Чохральского («тигельный»), то концентрация кислорода $N_O \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Если кремний получен зонной плавкой, то $N_O \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Тогда $\gamma_{\text{тиг}} = 10^{-1}$, $\gamma_{\text{зонн}} = 10^{-3}$, т. е. $\gamma \ll 1$,

$$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} = -2 \cdot \lambda_v \approx -0,12 \text{ см}^{-1},$$

т. е. не зависит от содержания кислорода.

В таком материале $dn/d\Phi$ не зависит также от концентрации фосфора.

Б. Слаболегированный материал ($n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3} = N_P$).

$$\lambda_v \approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}; \gamma_{\text{тиг}} = 10; \gamma_{\text{зонн}} = 0,1; n_1 = 10^{16} \text{ см}^{-3}; k_A/k_E = 10^{-2}.$$

$$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} = -\frac{\lambda_v}{(1 + \gamma)} \left[2 + \frac{k_A}{k_E} \cdot \frac{N_O}{n_1} \right].$$

Для «тигельного» материала

$$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} \approx -1,7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}.$$

Для «зонного» материала

$$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} \approx -1,2 \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-1}.$$

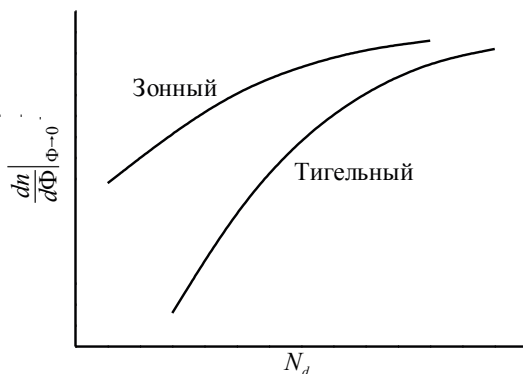


Рис. 3.2. Зависимость начальной скорости удаления свободных НЗ в кремнии от степени легирования

В слаболегированном материале влияние кислорода на скорость удаления НЗ существенно больше. На рис. 3.2 изображена зависимость $\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0}$ от исходной концентрации фосфора при различном содержании кислорода в кремнии.

3.2. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ И ПОДВИЖНОСТЬ В КРЕМНИИ *p*-ТИПА

Расчеты для кремния *p*-типа затруднены из-за недостаточного знания характеристик уровней, ответственных за удаление НЗ. Полагают, что основной эффект связан с вытеснением акцепторной примеси из узлов в междоузлия собственными междоузельными атомами кремния. Однако из общих соображений следует, что скорость удаления дырок будет тем больше, чем больше исходная концентрация легирующей примеси.

Ситуация с влиянием кислорода в кремнии *p*-типа несколько иная. Такой сильной зависимости от N_0 , как в *n*-Si, здесь не наблюдается. Несколько более высокая чувствительность к облучению отмечается в *p*-Si с кислородом. Это объясняется вкладом *K*-центров в удаление дырок. При облучении может меняться концентрация заряженной примеси, т. е.

центров рассеяния. Фононный механизм рассеяния может остаться без изменения, поскольку действуют оба механизма:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_I} + \frac{1}{\mu_L} = A \cdot T^{-3/2} \cdot N_I + B \cdot T^{3/2}, \quad (3.20)$$

здесь μ – результирующая подвижность свободного НЗ; μ_I – подвижность НЗ при рассеянии только на заряженной примеси; μ_L – подвижность НЗ при рассеянии только на тепловых колебаниях решетки; A, B – коэффициенты пропорциональности; N_I – концентрация заряженных центров; T – температура. В результате облучения концентрация рассеивающих центров изменится:

$$N_I(\Phi) = N_I(0) - \sum_{i=1}^n N_i + \sum_{j=1}^m N_j \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_j - E_F}{kT}\right)}. \quad (3.21)$$

Здесь в сумму по i входят все случаи перехода заряженной примеси в нейтральные комплексы. Вторая сумма (по j) дает все случаи, при которых возникают комплексы в заряженном состоянии. Обе суммы пропорциональны потоку Φ . Обозначим $N_i = \lambda_i \cdot \Phi$; $N_j = \lambda_j \cdot \Phi$, тогда (3.21) примет вид

$$N_I(\Phi) = N_I(0) + \Phi \cdot \sum_{j=1}^m \lambda_j \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_j - E_F}{kT}\right)} - \Phi \cdot \sum_{i=1}^n \lambda_i. \quad (3.22)$$

Тогда изменение подвижности при облучении можно представить в виде

$$\frac{1}{\mu(\Phi)} = \frac{1}{\mu(0)} + k_\mu \cdot \Phi, \quad (3.23)$$

где $\mu(\Phi)$ – подвижность НЗ после облучения потоком Φ ; $\mu(0)$ – подвижность НЗ в исходном материале; k_μ – коэффициент радиационного изменения подвижности.

От уровня Ферми k_μ зависит слабо. Поэтому в первом приближении можно считать, что k_μ от величины потока не зависит.

Рассмотрим в качестве примера, как меняется подвижность электронов из-за введения A - и E -центров в n -Si. Эффективность введения A -центров λ_A согласно (3.10):

$$\lambda_A = \lambda_v \left(\frac{\gamma}{1 + \gamma} \right).$$

Эффективность введения **E**-центров λ_E согласно (3.11):

$$\lambda_E = \lambda_v \left(\frac{\gamma}{1 + \gamma} \right).$$

Для сильнолегированного материала, в котором уровень Ферми находится выше E_A хотя бы на $3kT$, вероятность захвата электрона на **A**- и **E**-центр равна 1. Тогда получаем

$$k_\mu = A \cdot T^{-3/2} \frac{\gamma}{1 + \gamma} \lambda_v. \quad (3.24)$$

В этом случае изменение подвижности при облучении происходит за счет появления **A**-центров. Появившиеся **E**-центры компенсируются убылью заряженной примеси, и их можно не учитывать.

Для материала средней степени легирования, в котором $E_A > E_F > E_E$, получаем

$$k_\mu = A \cdot T^{-3/2} \frac{\gamma}{1 + \gamma} \lambda_v \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)}. \quad (3.25)$$

Видно, что с уменьшением исходной концентрации основных НЗ (т. е. с понижением уровня Ферми) k_μ становится меньше. Это связано с тем, что количество рассеивающих центров уменьшается. В слаболегированном материале, в котором $E_A > E_E > E_F$, k_μ может стать даже меньше 0. Из проведенного анализа вытекает, что изменение подвижности свободных НЗ при облучении не столь существенно, как изменение их концентрации. На рис. 3.3 приведены зависимости $\ln(\mu_n) = f(T)$ до и после облучения.

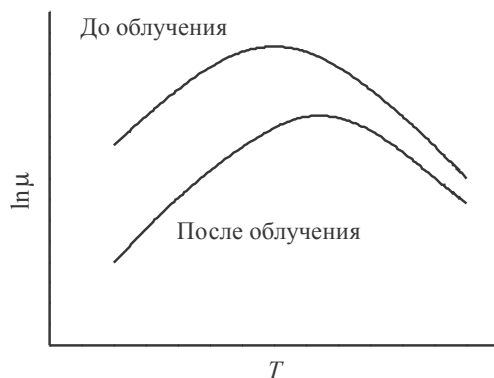


Рис. 3.3. Зависимость подвижности от температуры

3.3. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Облучение, создающее точечные дефекты, приводит к появлению в запрещенной зоне полупроводника дополнительных электронных состояний, способствующих процессу рекомбинации. Время жизни неравновесных НЗ при рекомбинации через один локальный уровень с энергией E_t и концентрацией N_t , согласно модели Холла – Шокли – Рида, задается соотношением

$$\frac{1}{\tau} = \frac{N_t}{\frac{1}{C_p} \cdot \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{p_0 + n_0 + \Delta n} + \frac{1}{C_n} \cdot \frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{p_0 + n_0 + \Delta n}}, \quad (3.26)$$

где C_p и C_n – вероятности захвата дырки и электрона соответственно, связанные с сечениями захвата (σ_n , σ_p) и тепловой скоростью (v_{mn} , v_{mp}) соотношениями

$$C_p = \sigma_p \cdot v_{mp}, \quad C_n = \sigma_n \cdot v_{mn},$$

где n_1 и p_1 – концентрация электронов и дырок, когда уровень Ферми совпадает с уровнем ловушки, т. е. $E_F = E_t$. Предполагается также, что $\Delta n = \Delta p$.

Задача осложняется тем, что радиацией вводится очень много различных уровней с разной энергией E_t . Предположим, что рекомбинация идет независимо по каждому имеющемуся каналу. Тогда

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{i=1}^m \frac{1}{\tau_i}. \quad (3.27)$$

В этом приближении можно записать, что

$$\frac{1}{\tau_\Phi} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{\text{рад}}} = \frac{1}{\tau_0} + \sum_{i=1}^m N_{t_i} \cdot F_i, \quad (3.28)$$

где $F_i(\sigma_{p_i}, \sigma_{n_i}, T, \Delta n, E_F, \sigma_{t_i})$ – функция многих переменных, выраженная (3.27).

Считая, что концентрация дефектов N_{t_i} пропорциональна потоку $N_t = \lambda_i \cdot \Phi$, получим

$$\frac{1}{\tau_\Phi} = \frac{1}{\tau_0} + \Phi \cdot \sum_{i=1}^m \lambda_i \cdot F_i. \quad (3.29)$$

Обозначим

$$\sum_{i=1}^m \lambda_i \cdot F_i \equiv k_\tau; \quad (3.30)$$

k_τ называют коэффициентом радиационного изменения времени жизни. С учетом этого обозначения имеем

$$\frac{1}{\tau_\Phi} = \frac{1}{\tau_0} + k_\tau \cdot \Phi. \quad (3.31)$$

Зависит ли k_τ от интегрального потока Φ ? Надо выяснить, как меняются с потоком λ_i и F_i . λ_i по определению не зависит от потока, пока нет взаимодействия между дефектами. Сечения захвата электронов и дырок σ_n и σ_p являются характеристиками рекомбинационных центров, и пока нет взаимодействия между центрами, они также не зависят от потока. Набор E_{τ_i} не зависит от потока. Положение уровня Ферми от потока зависит, так как меняется концентрация свободных носителей заряда ($E_F = E_F(\Phi)$). При малых потоках можно считать, что n_0 и p_0 не изменялись, и в этом случае k_τ является константой.

Для больших потоков уровень Ферми в материале n -типа понижается, вероятность заполнения ловушки уменьшается и, соответственно, темп рекомбинации уменьшается. В общем случае зависимость $\Delta\tau^{-1}$ от Φ приведена на рис. 3.4.

Следует отметить, что на практике время жизни является наиболее чувствительным параметром к воздействию радиации.

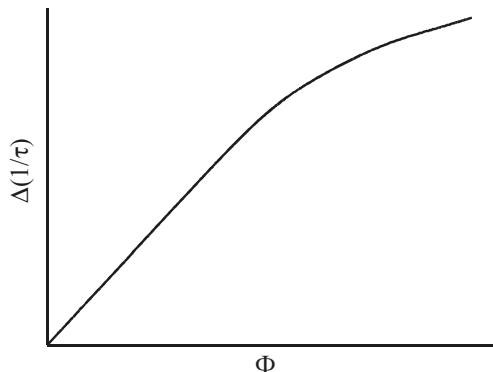


Рис. 3.4. Зависимость изменения обратного времени жизни от потока облучения

Рассмотрим практически интересный случай, когда в n -Si создаются A - и E -центры. Тогда, согласно (3.28), выражение (3.32) для k_τ запишется в виде

$$k_\tau = \frac{\lambda_A}{\frac{1}{C_{pA}} \frac{n_0 + n_{1A} + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{1}{C_{nA}} \frac{p_0 + p_{1A} + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n}} + \frac{\lambda_E}{\frac{1}{C_{pE}} \frac{n_0 + n_{1E} + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{1}{C_{nE}} \frac{p_0 + p_{1E} + \Delta n}{n_0 + n_0 + \Delta n}}, \quad (3.32)$$

учитывая ранее введенные соотношения для λ_A , λ_E и считая, что $v_{mn} \approx v_{mp} \approx v_m$, а также что $n_0 \gg p_0$.

Рассмотрим два предельных случая: высокий и низкий уровни инжекции. *А. Материал со средней степенью легирования.*

При высоком уровне инжекции (в. у. и.) $\Delta n \gg n_0$ (3.32) сводится к виду

$$k_{\tau \text{ в.у.и.}} \approx \frac{v_T \cdot \lambda_v}{1 + \gamma} \left\{ \frac{\gamma \cdot \sigma_{pA}}{1 + \frac{\sigma_{pA}}{\sigma_{nA}}} + \frac{\sigma_{pE}}{1 + \frac{\sigma_{pE}}{\sigma_{nE}}} \right\}. \quad (3.33)$$

Численные значения сечений захвата дырок и электронов на A - и E -центры определены экспериментально:

$$\sigma_{pA} \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2, \sigma_{nA} \approx 10^{-15} \text{ см}^2, \sigma_{pE} \approx 10^{-13} \text{ см}^2, \sigma_{nE} \approx 10^{-15} \text{ см}^2.$$

Следовательно, $\frac{\sigma_{pA}}{\sigma_{nA}} \gg 1$ и $\frac{\sigma_{pE}}{\sigma_{nE}} \gg 1$ выражение (3.33) упрощается:

$$k_{\tau \text{ в.у.и.}} \approx \frac{v_T \cdot \lambda_v}{1 + \gamma} \cdot (\gamma \cdot \sigma_{nA} + \sigma_{nE}). \quad (3.34)$$

При низком уровне инжекции (н. у. и.) (когда $\Delta n \ll n_0$, $\Delta n \ll p_{1A}$, $\Delta n \ll p_{1E}$) получаем

$$k_{\tau \text{ н.у.и.}} \approx \frac{v_T \cdot \lambda_v}{1 + \gamma} \times \left\{ \frac{\gamma \cdot \sigma_{pA}}{1 + \frac{n_{1A}}{n_0} + \frac{\sigma_{pA}}{\sigma_{nA}} \frac{(p_0 + p_{1A})}{n_0}} + \frac{\sigma_{pE}}{1 + \frac{n_{1E}}{n_0} + \frac{\sigma_{pE}}{\sigma_{nE}} \frac{(p_0 + p_{1E})}{n_0}} \right\}. \quad (3.35)$$

Зная E_A и E_E , легко подсчитать $n_{1A}, p_{1A}, n_{1E}, p_{1E}$:

$$n_{1A} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}; p_{1A} \approx 10^4 \text{ см}^{-3}; n_{1E} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}; p_{1E} \approx 10^7 \text{ см}^{-3}.$$

Таким образом, по формуле (3.35) нетрудно оценить $k_{\tau \text{ н.у.и.}}$ для реального полупроводника. Для примера рассчитаем значение k_{τ} в кремнии с исходной концентрацией примеси 10^{15} см^{-3} , облученном электронами с энергией 1 МэВ.

«Тигельный» кремний

$$\lambda_v \approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$$

$$\gamma \approx 10$$

$$v_m \approx 10^7 \text{ см/с}$$

$$k_{\tau \text{ в.у.и.}} \approx 6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2/\text{с}$$

$$k_{\tau \text{ н.у.и.}} \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$$

Б. Сильнолегированный материал.

В этом случае $n_0 \gg n_{1A}$ и $\gamma \ll 1$.

«Зонный» кремний

$$\gamma \approx 0,1$$

$$k_{\tau \text{ в.у.и.}} \approx 6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2/\text{с}$$

$$k_{\tau \text{ н.у.и.}} \approx 6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$$

Тогда в случае высокого уровня инжекции:

$$k_{\tau \text{ в.у.и.}} \approx v_T \cdot \lambda_v \cdot (\gamma \cdot \sigma_{nA} + \sigma_{nE}). \quad (3.36)$$

И для низкого уровня инжекции:

$$k_{\tau \text{ н.у.и.}} \approx v_T \cdot \lambda_v \cdot (\gamma \cdot \sigma_{pA} + \sigma_{pE}). \quad (3.37)$$

На рис. 3.5. показаны зависимости k_{τ} от концентрации фосфора в кремнии для низкого и высокого уровня инжекции.

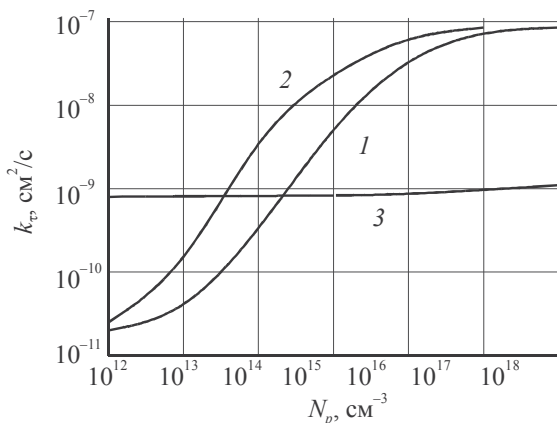


Рис. 3.5. Зависимость k_{τ} от концентрации фосфора в кремнии для низкого (1 – «тигельный»; 2 – «зонный» кремний) и высокого (3) уровня инжекции

На рис. 3.6 приведена зависимость k_t от уровня инжекции в кремнии с исходной концентрацией донорной примеси 10^{15} см^{-3} .

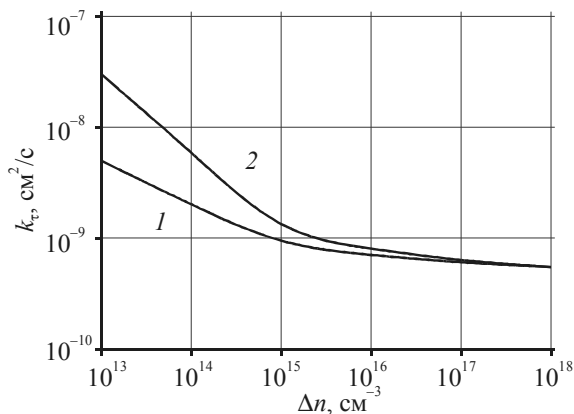


Рис. 3.6. Зависимость k_t от уровня инжекции в кремнии с исходной концентрацией донорной примеси 10^{15} см^{-3}

Как видно из приведенных графиков, k_t существенно зависит от уровня инжекции. Для высокого уровня инжекции $k_{t \text{ в.у.и.}}$ практически не зависит от концентрации кислорода и очень слабо – от уровня легирования.

Иначе ведет себя коэффициент $k_{t \text{ н.у.и.}}$ для низкого уровня инжекции. Он оказывается весьма чувствительным к содержанию кислорода в кремнии средней степени легирования (от 10^{13} см^{-3} до 10^{16} см^{-3}) и к содержанию фосфора (в том же диапазоне концентраций). Чем больше в материале кислорода, тем меньше $k_{t \text{ н.у.и.}}$, т. е. материал менее чувствителен к облучению (с точки зрения изменения времени жизни). Это объясняется тем, что основным рекомбинационным центром является **E**-центр (он более глубокий), а если в материале много кислорода, то образуется больше **A**-центров и меньше **E**-центров, что и определяет меньшее изменение времени жизни с облучением.

В кремнии *p*-типа рекомбинация идет в основном через **K**-центры, если в материале много кислорода. Если кислорода мало, то рекомбинация идет на комплексах «вакансия + акцепторная примесь», например (*V* + *B*).

Для кремния *p*-типа разница в k_t при наличии или отсутствии кислорода существенно меньше, чем в *n*-Si.

3.4. ВЛИЯНИЕ СКОПЛЕНИЙ ДЕФЕКТОВ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Разупорядоченные области. В общем случае скопление дефектов, вызванное воздействием радиации, представляет собой неоднородности в материале, обладающие специфическими свойствами. Размеры разупорядоченных областей (РО) составляют 50–100 Å и видны при электроноскопических наблюдениях. Концентрация дефектов в этих областях составляет 10^{19} – 10^{20} см⁻³, т. е. весьма велика. Электрофизические свойства этих областей зависят от параметров исходного материала.

Ядра РО в кремнии должны состоять в основном из дивакансий. Дивакансии характеризуются тремя уровнями в запрещенной зоне: уровень $E_v + 0,21$ эВ соответствует нейтральному состоянию дивакансии, уровень $E_c - 0,39$ эВ – однократно отрицательно заряженному состоянию, $E_c - 0,23$ эВ – двукратно отрицательно заряженному состоянию. Уровень Ферми в такой системе будет находиться примерно на расстоянии 0,39 эВ от потолка валентной зоны.

Поскольку размеры ядра кластера меньше среднего расстояния между атомами примеси (для среднего уровня легирования), то можно считать, что в пределах ядра кластера материал не легирован или легирован очень слабо. Известно, что если облучать слабелегированный материал частицами, создающими точечные дефекты (вакансии и междоузельные атомы), то уровень Ферми в таком материале будет зависеть от потока Φ , как изображено на рис. 3.7 (т. е. стремиться к значению $E_v + 0,39$ эВ). При очень больших потоках (которые на практике почти не встречаются) начинают создаваться многовакансионные комплексы, например тетравакансии. И, наконец, могут появиться IV -центры (более 5 вакансий) – зародыши аморфной фазы. При этом уровень Ферми начинает опять немного подрастать.

На основании сказанного можно предполагать, что в ядрах РО в кремнии уровень Ферми располагается на расстоянии 0,39 эВ от потолка валентной зоны, т. е. эта область обладает слабо выраженным p -типом проводимости независимо от легирования исходного материала.

В германии ситуация проще: он при всех видах облучения переходит в материал с ярко выраженным p -типом проводимости. Следовательно, РО в германии всегда имеют дырочную проводимость.

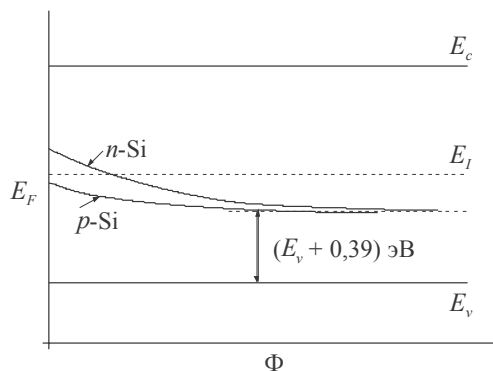


Рис. 3.7. Зависимость энергии Ферми от потока в слаболегированном кремнии, облучаемом частицами, создающими точечные дефекты

Наличие включений с другими свойствами в практически неповрежденной матрице облученного материала обуславливает использование для анализа теории физики неоднородных материалов. Так, в случае включения сферической формы (что соответствует форме кластера) электропроводность материала $\sigma_{\text{эфф}}$ может быть определена по формуле

$$\sigma_{\text{эфф}} = \sigma_2 \left[1 + \frac{(\sigma_1 + \sigma_2)f}{\sigma_2 + \frac{1}{3}(\sigma_1 - \sigma_2)(1-f)} \right]. \quad (3.38)$$

где σ_1 – электропроводность включений; σ_2 – проводимость матрицы; f – доля объема, занятого включениями. В случае n -Si, p -Si и n -Ge включения являются изолирующими, так как отделены от объема p - n -переходом. Следовательно, $\sigma_1 \ll \sigma_2$, и формула (3.40) примет вид

$$\sigma_{\text{эфф}} = \sigma_2 \left[\frac{2(1-f)}{(2+f)} \right]. \quad (3.39)$$

Для проводящих включений (в случае p -Ge) будем иметь

$$\sigma_{\text{эфф}} = \sigma_2 \frac{(1+2f)}{(1-f)}. \quad (3.40)$$

Следует отметить, что в ряде случаев (когда облучается слаболегированный материал) размер изолирующего включения может существенно превышать размер РО, что объясняется наличием слоя объемного заряда

на границе раздела между матрицей с n -типом проводимости и ядром РО с проводимостью p -типа. Толщина слоя объемного заряда в p - n -переходе существенно зависит от легирования n - и p -областей. Например, в слаболегированном Ge (n -типа) размер изолирующих включений может более чем на порядок превосходить размер РО.

Решая уравнение Пуассона для конкретной ситуации, можно точно определить толщину слоя объемного заряда и высоту потенциального барьера в возникающих сферических p - n -переходах, окружающих РО. Таким образом, в полупроводнике между РО и матрицей возникает энергетический барьер. Величина барьера (как показывает анализ решения уравнения Пуассона) может либо зависеть от степени легирования матрицы, либо определяться размерами и свойствами РО. Сами размеры изолирующих включений могут быть либо связаны с характеристикой облучаемого материала (что характерно для n -Ge), либо определяться размерами самой РО, как это имеет место в n -Si.

В n -Ge на РО возникает достаточно большой потенциальный барьер, который препятствует прохождению основных НЗ, но является потенциальной ямой (ловушкой) для неосновных НЗ.

Аналогичная ситуация возникает в n -Si, хотя величина барьера в этом случае существенно меньше, так как из-за малой концентрации свободных НЗ в ядре РО всей ее толщины не хватает для возникновения равновесной контактной разности потенциалов между ядром и матрицей.

В слаболегированном p -Ge между матрицей и ядром РО возникает p^+ - p -переход. Потенциальный барьер здесь не будет существенно влиять на прохождение основных НЗ, т. е. в этом случае РО не является изолирующим включением.

В случае p -Si создается потенциальный барьер для основных НЗ, т. е. возникает изолирующее включение. В арсениде галлия РО также является изолирующим включением как для n -, так и p -типа.

Влияние примесей на изменение концентрации электронов в кремнии при образовании РО. Если в кремнии помимо легирующей примеси существует еще и кислород, то структура изолирующего включения получается более сложной. Следует учитывать, что из разупорядоченной области происходит диффузия вакансий, которые образуют вокруг нее комплексы дефектов: A -, E -, K -центры. Поэтому реально величина области, где наблюдается увеличение потенциала, значительно больше, чем размер РО. Наличие оболочки из комплексов вокруг РО существенно влияет на результирующие параметров материала. В табл. 3.1 приведены данные о влиянии кислорода на начальную скорость удаления носителей при различных видах облучения кремния с исходной концентрацией доноров 10^{14} см^{-3} .

**Влияние кислорода на начальную скорость удаления носителей
при различных видах облучения кремния
с исходной концентрацией доноров 10^{14} см^{-3}**

Вид воздействия, МэВ	$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right _{\Phi \rightarrow 0}$ в «зонном» Si	Вид дефектов
	$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right _{\Phi \rightarrow 0}$ в «тигельном» Si	
γ -кванты $E_\gamma = 1,25$	32	Изолированные точечные дефекты
Электроны $E_e = 1,7$	30	
Электроны $E_e = 2,5$	12	Точечные дефекты и сложные первичные дефекты типа дивакансий
Электроны $E_e = 10,0$	5,2	Точечные дефекты и РО
Электроны $E_e = 100$	2,6	Разупорядоченные области
Протоны $E_p = 660$	2,1	
Быстрые нейтроны	2,8	

В германии n -типа роль оболочки в изменении концентрации электронов незначительна, так как возникающий потенциальный барьер достаточно велик и, следовательно, широк. Поэтому оболочка, как правило, оказывается меньше размера изолирующего включения.

Изменение подвижности в материале, содержащем разупорядоченные области. РО являются дополнительным рассеивающим фактором для свободных НЗ. Экспериментально наблюдается чрезвычайно резкая температурная зависимость подвижности в материале, содержащем РО. Подвижность растет с температурой пропорционально T^5 или даже T^7 . Для объяснения столь резкой зависимости приходится приписывать РО очень большой заряд (который она, вообще говоря, иметь не может).

Если считать, что различные механизмы рассеяния друг на друга не влияют, то

$$\frac{1}{\mu_\Phi} = \frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_r} = \frac{1}{\mu_0} + A \cdot \frac{N_r}{\Sigma_r} = \frac{1}{\mu_0} + k_\mu \cdot \Phi, \quad (3.41)$$

где μ_r – подвижность НЗ при рассеянии на РО; $N_r = \Sigma_r \cdot \Phi$ – концентрация РО; Σ_r – сечение РО; A – коэффициент пропорциональности; k_μ – коэффициент радиационного изменения подвижности.

Влияние разупорядоченных областей на время жизни неосновных НЗ. Значительная часть РО, содержащих очень высокую концентрацию радиационных дефектов, является центром рекомбинации. Но реально большую роль в процессе рекомбинации в таких материалах играет потенциальный рельеф. Почти во всех материалах РО является потенциальной ямой для неосновных НЗ. Следовательно, рекомбинация происходит более эффективно, чем если бы эти дефекты были распределены по объему.

Неосновные НЗ, диффундируя по матрице, попадают в разупорядоченные области (захватываются потенциальной ямой). В результате накопления в этих областях неосновных НЗ области заряжаются их зарядом. Вследствие этого потенциальный барьер снижается. Снижение барьера способствует притоку основных НЗ и, соответственно, процессу рекомбинации. В результате устанавливается стационарное состояние, определяемое равенством потоков основных и неосновных НЗ в РО. Это будет происходить в том случае, если скорость генерации неравновесных носителей мала, т. е. мал уровень инжекции. Тогда все носители, попавшие в РО, могут в ней рекомбинировать.

Если же уровень инжекции высок, то потенциальный рельеф существенно сглаживается и не все носители успевают рекомбинировать в потенциальных ямах, часть из них будет выбрасываться назад. Таким образом, барьер существенно влияет на процесс рекомбинации лишь при малых уровнях инжекции.

Количественно рекомбинацию на РО можно охарактеризовать эмпирическим коэффициентом k_τ , вводимым уравнением

$$\frac{1}{\tau_\Phi} = \frac{1}{\tau_0} + k_\tau \cdot \Phi. \quad (3.42)$$

Величина k_τ зависит от размеров РО, концентрации рекомбинационных центров в них, их энергетической структуры, уровня инжекции.

На рис. 3.8 приведены качественные зависимости k_τ от $(\Delta p/p)$ уровня инжекции в кремнии n - и p -типа. Резкий спад зависимости $k_\tau(\Delta p/p)$ объясняется уменьшением роли потенциального барьера.

Влияние исходного легирования матрицы также связано с изменением равновесной высоты потенциального барьера, которая тем выше, чем сильнее легирован исходный материал. На рис. 3.9 приведены зависимости k_τ от уровня инжекции для n -Si, облученного электронами и быстрыми нейтронами.

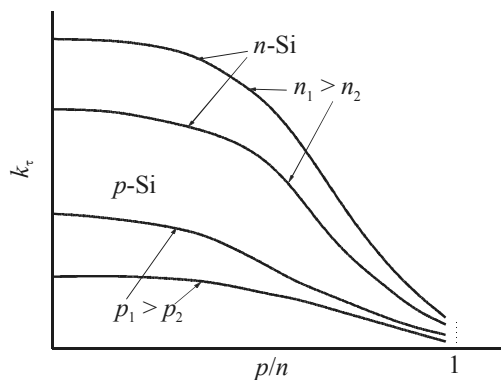


Рис. 3.8. Зависимость k_{τ} от уровня инжекции в кремнии n - и p -типа

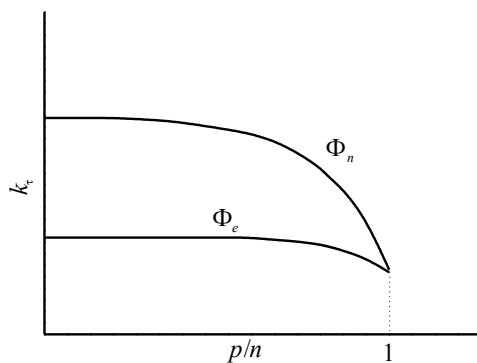


Рис. 3.9. Зависимость k_{τ} от уровня инжекции в n -Si, облученном электронами и быстрыми нейтронами

При электронном облучении в объеме кристалла равномерно создаются точечные дефекты, а при нейтронном – РО. Поток подобран так, что интегральное количество дефектов в единице объема кристалла одинаково. Из рис. 3.9 видно, что перепад значений k_{τ} между низким и высоким уровнями инжекции мал для электронного облучения и велик для нейтронного. Это подтверждает, что РО способствуют увеличению скорости рекомбинации и уменьшению времени жизни неравновесных НЗ.

4. ВОЗМОЖНОСТИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

4.1. РАДИАЦИОННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ

Изменение концентрации основных носителей заряда в кремнии. Для кремния изменение концентрации основных носителей заряда с интегральным потоком Φ дается эмпирическим соотношением

$$n_{\Phi} = n_0 \cdot \exp(-K_n \Phi), \quad (4.1)$$

где K_n – коэффициент радиационного изменения концентрации; n – концентрация основных носителей заряда (электронов или дырок). Можно связать K_n с начальной скоростью удаления носителей

$$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} = -n_0 K_n. \quad (4.2)$$

Для коэффициента K_n существует эмпирическая зависимость

$$K_n = \frac{1}{c \cdot n_0^{\gamma}}, \quad (4.3)$$

где c и γ – эмпирические коэффициенты.

С учетом (4.3) выражение (4.2) можно записать в виде

$$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} = -\frac{n_0^{(1-\gamma)}}{c}. \quad (4.4)$$

В табл. 4.1 приведены значения коэффициентов c и γ для различных видов облучения кремния, полученного методом БЗП и методом Чохральского. Значения c и γ даны при условии, что n_0 и Φ измеряются в см^{-3} и см^{-2} соответственно.

Таблица 4.1

Значения коэффициентов c и γ для различных видов облучения в кремнии

Метод получения кремния	Вид облучения	Энергия облучения, МэВ	n -Si		p -Si	
			c	γ	c	γ
Чохральского БЗП	e	2,50	$2,6 \cdot 10^7$	0,6	$1,4 \cdot 10^7$	0,6
			$6,3 \cdot 10^3$	0,78	$3,1 \cdot 10^8$	0,51
Чохральского БЗП	e	10,0	$7,5 \cdot 10^6$	0,6	$4,5 \cdot 10^6$	0,6
			$4,3 \cdot 10^3$	0,78	$1,8 \cdot 10^8$	0,51
Чохральского БЗП	γ	1,25	$8,7 \cdot 10^{10}$	0,55	$3,0 \cdot 10^{10}$	0,6
			$0,3 \cdot 10^6$	0,78	$1,0 \cdot 10^{12}$	0,5
Чохральского БЗП	n	1,30	444	0,77	387	0,77
			444	0,77	387	0,77
Чохральского БЗП	p	30,0	32	0,82	$2,0 \cdot 10^4$	0,62
			19	0,81	$1,2 \cdot 10^6$	0,51
Чохральского БЗП	p	660	30	0,84	$5,5 \cdot 10^4$	0,61
			36	0,81	$3,0 \cdot 10^6$	0,51

При облучении материалов (кремния, германия, арсенида галлия) нейтронами с энергией 14 МэВ необходимо использовать коэффициент эффективности ξ , который показывает, во сколько раз данный вид излучения более эффективен с точки зрения изменения параметров. Для нейтронов с $E_n = 14$ МэВ $\xi = 2,5$.

Радиационное изменение концентрации основных носителей в арсениде галлия. Для GaAs n -типа при относительно небольших изменениях концентрации основных носителей заряда можно пользоваться линейной аппроксимацией:

$$n_{\Phi} = n_0 - \frac{dn}{d\Phi} \Phi. \quad (4.5)$$

Величины $\frac{dn}{d\Phi}$ для GaAs при его облучении электронами различных энергий приведены в табл. 4.2.

Таблица 4.2

Радиационное изменение концентрации основных НЗ GaAs при облучении электронами

E_e , МэВ	2,5	10	30	100
$\frac{dn}{d\Phi}$, см ⁻¹	5	9	12	25

Для нейтронов спектра, близкого к спектру деления ($\langle E_n \rangle = 1,3$ МэВ),

$$\frac{dn}{d\Phi} \text{ (см}^{-1}\text{)} = 9 \cdot 10^{-6} [n_0 \text{ (см}^{-3}\text{)}]^{0,4}. \quad (4.6)$$

Для гамма-квантов источника Co^{60} ($\langle E_\gamma \rangle = 1,25$ МэВ)

$$\frac{dn}{d\Phi} \text{ (см}^{-1}\text{)} = 8 \cdot 10^{-3}. \quad (4.7)$$

Приведенные соотношения справедливы в диапазоне

$$10^{15} \text{ см}^{-3} < n_0 < 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ и } \Delta n = n_0 - n_\Phi < 0,1 n_0.$$

Радиационное изменение концентрации основных носителей в германии. При облучении германий n -типа переходит в германий p -типа. Скорость изменения концентрации в n -Ge существенно выше, чем в p -Ge. Можно считать, что концентрация основных носителей в n -Ge падает линейно с потоком и только вблизи точки инверсии закон изменения концентрации меняется.

Таким образом, начальный участок зависимости $n(\Phi)$ можно представить в виде

$$n_\Phi = n_0 \cdot (1 - K_n \Phi). \quad (4.8)$$

Соответственно, начальная скорость удаления носителей:

$$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} = K_n \cdot n_0. \quad (4.9)$$

Для донорного германия, облучаемого быстрыми нейтронами ($\langle E_n \rangle = 1,3$ МэВ), имеем

$$K_n = \frac{5}{n_0}, \quad (4.10)$$

$$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} \approx -5 \text{ см}^{-1}.$$

Эти соотношения справедливы при условии $10^{14} \text{ см}^{-3} < n_0 < 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Для германия p -типа скорость удаления носителей существенно меньше, и при нейтронном облучении она может быть аппроксимирована следующим выражением:

$$\left. \frac{dn}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0} = -0,168 \cdot \ln \frac{p_0}{10^{15}}, \quad (4.11)$$

где p_0 измеряется в см^{-3} .

Из (4.11) следует, что для германия с начальной концентрацией дырок $p_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ скорость удаления основных носителей равна нулю.

Таблица 4.3

Начальные скорости удаления основных носителей заряда в германии

Вид воздействия	Энергия, МэВ	$n\text{-Ge} \left. -\frac{dn}{d\Phi} \right _{\Phi \rightarrow 0} \text{ см}^{-1}$	$p\text{-Ge}(p_0 > 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}) \left. -\frac{dn}{d\Phi} \right _{\Phi \rightarrow 0} \text{ см}^{-1}$
e	2,5	0,1–0,2	$\approx 0,01$
p	30	60	9
p	80	80	25

В табл. 4.3 обобщены данные по начальным скоростям удаления основных носителей в германии при различных видах облучения.

4.2. РАДИАЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОДВИЖНОСТИ ОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Изменение подвижности свободных носителей заряда складывается при значительно больших потоках, чем изменение концентрации. Это изменение характеризуется эмпирическим коэффициентом K_μ , вводимым соотношением

$$\frac{1}{\mu_\Phi} = \frac{1}{\mu_0} + K_\mu \cdot \Phi. \quad (4.12)$$

Изменение подвижности в кремнии. Как видно из табл. 4.4, излучение, которое вводит РО, больше влияет на подвижность, чем излучение, создающее одиночные дефекты. В более сильнолегированном материале больше исходных центров рассеяния, и поэтому добавка радиационных центров приводит к меньшему эффекту.

Таблица 4.4

Экспериментальные значения K_μ в кремнии при различных видах облучения

Вид облучения, МэВ	K_μ (В·с/частицу)	
	Кремний марки КЭФ-3	Кремний марки КЭФ-0.2
Нейтроны $E_n = 1,3$	$1,65 \cdot 10^{-18}$	—
Электроны $E_e = 2,5$	$2,1 \cdot 10^{-20}$	$3 \cdot 10^{-21}$
Электроны $E_e = 10$	$1,65 \cdot 10^{-19}$	—

Изменение подвижности в арсениде галлия. При облучении GaAs нейтронами с $E_n = 1,3$ МэВ для определения K_μ можно пользоваться следующей аппроксимацией:

$$K_\mu = \frac{1}{1,5 \cdot 10^{-4} \cdot \mu_0 \cdot n_0^{0,7}}. \quad (4.13)$$

Это выражение справедливо при условии

$$10^{15} \text{ см}^{-3} < n_0 < 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ и } \mu_\Phi \geq 0,3 \mu_0.$$

Изменение подвижности в германии. Для n -Ge средней степени легирования получены следующие аппроксимационные выражения для K_μ :

1) при облучении нейтронами с $E_n = 1,3$ МэВ

$$K_\mu = \frac{2 \cdot 10^{15}}{\mu_0}; \quad (4.14)$$

2) при облучении электронами с $E_e = 10$ МэВ

$$K_\mu = \frac{2 \cdot 10^{16}}{\mu_0}; \quad (4.15)$$

3) при γ -облучении

$$K_\mu = \frac{2 \cdot 10^{16}}{\mu_0}. \quad (4.16)$$

4.3. ИЗМЕНЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

Модельная структура уровней. Коэффициент радиационного изменения времени жизни вводится уравнением

$$\frac{1}{\tau_\Phi} = \frac{1}{\tau_0} + k_\tau \cdot \Phi. \quad (4.17)$$

Аналогично можно определить изменение диффузионной длины:

$$\frac{1}{L_\Phi^2} = \frac{1}{L_0^2} + K_L \cdot \Phi. \quad (4.18)$$

Учитывая, что $L = \sqrt{D \cdot \tau}$, получаем

$$K_L = \frac{k_\tau}{D}. \quad (4.19)$$

Существующие экспериментальные данные для k_τ менее надежны, чем для k_n и k_p , так как сложно провести измерение малых времен жизни носителей с большой точностью.

Зависимость k_τ при нейтронном облучении ($E_n = 1,4$ МэВ) кремния от уровня инжекции $\left(\frac{n}{p} = \frac{n_0 + \Delta n}{p_0 + \Delta n}\right)$ дается эмпирическими соотношениями:

$$\text{для } n\text{-Si:} \quad \frac{1}{k_\tau} = 4 \cdot 10^4 + 5,76 \cdot 10^6 \left(\frac{p}{n}\right)^{0,534} \left[\frac{\text{н} \cdot \text{с}}{\text{см}^2}\right], \quad (4.20)$$

$$\text{для } p\text{-Si:} \quad \frac{1}{k_\tau} = 2,5 \cdot 10^5 + 5,55 \cdot 10^6 \left(\frac{p}{n}\right)^{0,395} \left[\frac{\text{н} \cdot \text{с}}{\text{см}^2}\right]. \quad (4.21)$$

Для излучений, не создающих скоплений дефектов, коэффициент k_τ можно рассчитать, используя рекомбинационную модель Холла – Шокли – Рида. Однако наличие большого количества уровней, создаваемых радиационными дефектами, делает невозможным теоретический расчет. Поэтому на практике используется модельная структура, в которой все имеющиеся уровни заменяются двумя эффективными уровнями. Один уровень – для верхней, другой – для нижней половины запрещенной зоны. Соответствующее сечение захвата и положение этих уровней подбираются эмпирически с помощью машинной обработки. В этой модели выражение для k_τ имеет вид

$$k_\tau = \frac{1}{\frac{1}{C_{p1} \cdot R_1} \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{1}{C_{n1} \cdot R_1} \frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n}} + \frac{1}{\frac{1}{C_{p2} \cdot R_2} \frac{n_0 + n_2 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{1}{C_{n2} \cdot R_2} \frac{p_0 + p_2 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n}}. \quad (4.22)$$

Первое слагаемое в (4.22) характеризует вероятность рекомбинации через первый эффективный уровень, а второе слагаемое – через второй уровень. Величины n_1 , n_2 , p_1 , p_2 – расчетные величины, численно равные концентрациям электронов и дырок при условии совпадения уровня Ферми

с эффективными уровнями рекомбинации. Коэффициенты $C_{p1}R_1$, $C_{p2}R_2$, n_1n_2 , p_1p_2 эмпирически определяются следующим образом. Экспериментально снимается зависимость k_t от Δn и n_0 (или p_0) и полученную кривую с помощью машинной обработки подгоняют под формулу (4.20), подбирая искомые коэффициенты.

Таким образом, чтобы полностью описать зависимость $k_t(n_0, \Delta n)$, необходимо знать для каждого вида облучения значения коэффициентов $(C_{p1}R_1)$, $(C_{n1}R_1)$, $(C_{p2}R_2)$, $(C_{n2}R_2)$, E_{t1} , E_{t2} . Рассмотрим несколько конкретных примеров.

Облучение кремния электронами с энергией $E_e = 1$ МэВ. Для «тигельного» материала:

$$\begin{aligned} E_{t1} &= (E_c - 0,16) \text{ эВ}; \\ E_{t2} &= (E_v + 0,26) \text{ эВ}; \\ C_{p1}R_1 &= 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2/\text{эл} \cdot \text{с}; \\ C_{n1}R_1 &= 2,8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{эл} \cdot \text{с}; \\ C_{p2}R_2 &= 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{эл} \cdot \text{с}; \\ C_{n2}R_2 &= 2,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{эл} \cdot \text{с}. \end{aligned}$$

Хоть уровень рекомбинации E_{t1} – «собирательный образ», в этом случае он соответствует уровню A -центра. Следовательно, можно считать A -комплексы основными центрами рекомбинации.

Уровень E_{t2} нельзя однозначно связать с имеющимися. Наиболее близкими уровнями являются уровень K -центра и уровень дивакансии.

Облучение «тигельного кремния» протонами с энергией $E_p = 10$ МэВ. В этом случае имеем

$$\begin{aligned} E_{t1} &= (E_c - 0,31) \text{ эВ}; \\ E_{t2} &= (E_v + 0,35) \text{ эВ}; \\ C_{p1}R_1 &= 6,1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{прот} \cdot \text{с}; \\ C_{n1}R_1 &= 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{прот} \cdot \text{с}; \\ C_{p2}R_2 &= 3,6 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{прот} \cdot \text{с}; \\ C_{n2}R_2 &= 8,6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{прот} \cdot \text{с}. \end{aligned}$$

Уровень E_{t1} располагается значительно ниже, чем в предыдущем случае. Это означает, что нет явно выраженного участия в рекомбинации A -центров. По-видимому, важную роль в процессе рекомбинации играют разупорядоченные области, содержащие дивакансии. Как отмечалось, разупорядоченные области могут возникать в кремнии при облучении протонами.

Уровень E_{t1} эффективнее работает в материале p -типа, когда важен захват электронов ловушками. Для n -типа основной канал рекомбинации идет через уровень E_{t2} .

Если полупроводниковый материал облучается частицами с широким энергетическим спектром, то надо учитывать зависимость k_τ от энергии падающих частиц. В случае облучения γ -квантами можно пользоваться данными для электронного облучения, учитывая, что один электрон с энергией 1 МэВ соответствует примерно тысяче γ -квантов.

Для германия при нейтронном облучении можно пользоваться аппроксимацией типа (4.22). При этом

$$E_{t1} = (E_c - 0,27) \text{ эВ};$$

$$E_{t2} = (E_v + 0,32) \text{ эВ};$$

$$C_{p1}R_1 = 4,4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{н} \cdot \text{с};$$

$$C_{n1}R_1 = 35 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{н} \cdot \text{с};$$

$$C_{p2}R_2 = 92 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{н} \cdot \text{с};$$

$$C_{n2}R_2 = 0,9 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{н} \cdot \text{с}.$$

Полученные количественные результаты для германия и кремния свидетельствуют о том, что k_τ в германии при нейтронном облучении меньше, чем в кремнии.

5. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИОННОГО ВНЕДРЕНИЯ

5.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ ИМПЛАНТАЦИИ

Ионное внедрение – это введение атомов в поверхностный слой твердой подложки путем бомбардировки ее ионами с энергией от нескольких килоэлектронвольт до нескольких мегэлектронвольт. Механические, электрические, оптические, магнитные свойства, сверхпроводимость очень сильно (иногда решающим образом) зависят от присутствия инородных атомов. Метод ионного внедрения позволяет вводить в мишени ионы различных элементов и получать требуемые величины и заданные распределения концентрации; во многих случаях такие распределения просто невозможно получить иными методами.

При ионном внедрении на поверхность полупроводника направляя пучок ионов легирующего вещества, ускоренных до энергии 10–100 кэВ. Различные типы существующих ионных источников позволяют получать пучки самых разных ионов, достаточно мощные для ионного внедрения (обычная доза ионного легирования лежит в пределах от 10^{14} до 10^{15} см⁻², т. е. меньше «монослоя»).

Важной для полупроводниковой технологии особенностью метода ионного внедрения, выгодно отличающей его от метода диффузии, является то, что содержание внедренных атомов примеси определяется не физическими свойствами подложки, а внешней системой. К примеру, легирующую примесь можно внедрять при такой температуре, при которой обычная диффузия практически не имеет места. Кроме того, концентрация примеси не ограничена растворимостью, и ассортимент используемых легирующих элементов здесь намного шире. Таким образом, одна из возможных областей применения ионного внедрения – использование свойств примесей, которые нельзя ввести в полупроводник обычными методами.

Главные факторы, от которых зависит эффективность практического применения метода ионного внедрения, – это распределение пробегов

внедренных атомов, степень и характер разупорядочения решетки, создаваемого при внедрении, локализация внедренных атомов в кристаллической решетке и в конечном счете электрические характеристики после ионного внедрения и последующего отжига.

При ионной имплантации ускоренные ионы проникают в кристаллическую решетку, преодолевая отталкивающее противодействие положительных зарядов ядер атомов. Глубина проникновения ионов возрастает с увеличением их энергии. Легкие ионы проникают более глубоко, чем тяжелые, однако траектории движения тяжелых ионов более прямолинейны. При точной ориентации направления падения пучка ионов вдоль одной из кристаллографических осей пластины полупроводника (100) или (111) часть ионов движется вдоль атомных рядов, между которыми имеются достаточно широкие каналы, свободные от атомов. Это явление называют каналированием. Попад в канал, ионы испытывают менее сильное торможение и проникают в несколько раз глубже, чем в случае неориентированного внедрения. Если ион входит в кристалл почти параллельно одной из главных осей или плоскостей, то он может двигаться в решетке, испытывая лишь «слабые» коррелированные столкновения под скользящим углом; при этом уменьшается скорость потери энергии и возрастает глубина проникновения иона. Это может изменить профиль распределения, как показано на рис. 5.1. В большинстве случаев лишь малая часть внедряемых ионов остается в режиме каналирования до самой остановки.

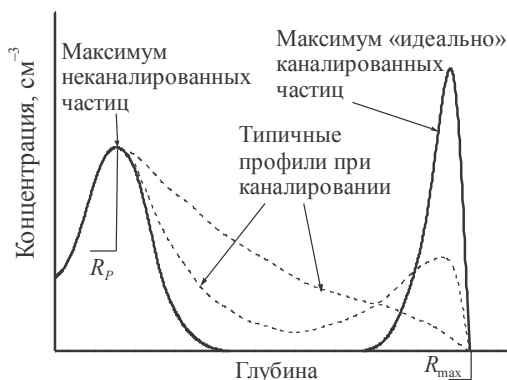


Рис. 5.1. Распределение атомов примеси в монокристалле при ориентации ионного пучка вдоль одной из кристаллографических осей

Распределение каналируемых ионов по глубине зависит от многих факторов, например от состояния поверхности, температуры мишени, дозы ионов, ориентации ионного пучка относительно кристалла. Если энергия, переданная атому решетки, превышает энергию связи атомов в твердом теле, то атом покидает узел.

Энергия первично смещенного атома, называемого атомом отдачи, сравнительно велика, поэтому на пути своего движения атом отдачи образует целый каскад смещений, вследствие чего в кристалле возникают отдельные разупорядоченные зоны размером 3–10 нм. По мере имплантации ионов идет накопление радиационных дефектов. Когда плотность ионов, внедренных на единице поверхности, превосходит критическую, называемую дозой аморфизации, образуется сплошной аморфный слой.

Внедренный ион может попасть в вакантный узел, став донором или акцептором, но вероятность замещения узлов мала. Большинство внедренных ионов находится в междоузлиях, где они не являются электрически активными. Для перевода их в узлы и восстановления кристаллической структуры полупроводника производят отжиг. В процессе отжига происходят распад и аннигиляция радиационных дефектов, а внедренные примеси занимают вакантные узлы, в результате чего образуется слой с электропроводностью p - или n -типа.

5.2. ПРОБЕГИ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОБЕГОВ ВНЕДРЕННЫХ АТОМОВ

Распределение внедренных ионов. Отдельные имплантированные ионы при многократном столкновении с электронами и атомами мишени теряют свою энергию и останавливаются. Результатом этих столкновений является образование точечных дефектов в материале мишени и даже областей с аморфным разупорядоченным строением (рис. 5.2, *а*). Общая траектория движения иона называется *длиной пробега R* (рис. 5.2, *б*), а расстояние, проходимое внедряемым ионом до остановки в направлении, перпендикулярном к поверхности мишени, – *проецированной длиной пробега R_p* .

Распределение пробегов в аморфной подложке приблизительно гауссово, поэтому его можно характеризовать средним пробегом и разбросом относительно этого среднего значения. Обе эти величины зависят от многих переменных сложным, но предсказуемым образом. Распределение, получаемое при ионном внедрении, резко отличается от монотонно спадающего профиля, характерного для диффузионных процессов. Средний пробег ионов с энергией 100 кэВ – порядка 0,1 мкм, тогда как диффузионное легирование дает среднюю глубину 1–10 мкм.

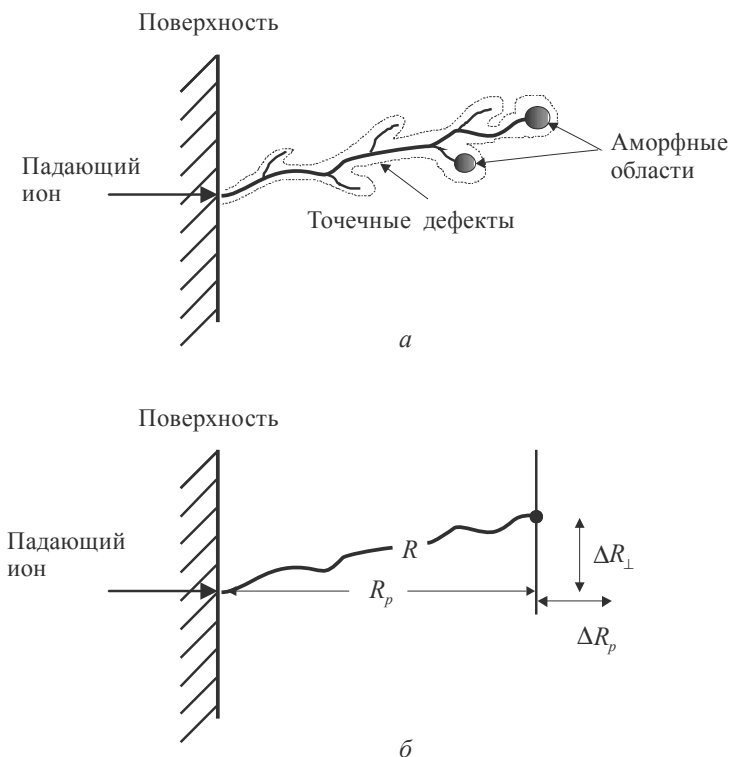


Рис. 5.2. Образование точечных дефектов:
 а – «дерево» радиационных дефектов, вводимых имплантацией;
 б – схематическое изображение полной длины пробега иона R ,
 проецированной длины пробега R_p , проецированного рассеяния ΔR_p
 и бокового рассеяния ΔR_{\perp}

Количество столкновений, которым подвергаются ионы, внедренные в мишень, статистически различно, поэтому разной является и проецированная длина пробега отдельных ионов до остановки. Флуктуации, или рассеяние, величины проецированного пробега обозначим через ΔR_p . Кроме того, существует флуктуация окончательного положения ионов относительно направления первоначального движения, называемая *боковым рассеянием* ΔR_{\perp} .

Распределение, или профиль, внедренных ионов по глубине мишени может быть оценено с помощью симметричной функции распределения Гаусса. Профиль концентрации внедренных ионов в мишени определяется выражением

$$n(x) = n(R_p) \exp \left[\frac{-(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right], \quad (5.1)$$

где максимальная концентрация внедренных ионов соответствует концентрации на расстоянии $x = R_p$, а ΔR_p – среднеквадратичное отклонение, или рассеяние распределения.

Величина интеграла $\int_0^\infty n(x)dx$ определяет дозу имплантации Φ , а максимальная концентрация $n(R_p)$ может быть выражена соотношением

$$n(R_p) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} \approx \frac{0,4\Phi}{\Delta R_p}. \quad (5.2)$$

В первом приближении распределение концентрации внедренных ионов в аморфной или мелкозернистой поликристаллической подложках определяется проекцией полной длины пробега R_p и ее нормальным (гауссовым) рассеянием. Некоторые экспериментальные распределения внедрения достаточно хорошо описываются функцией распределения Гаусса. Несмотря на то, что совпадение вблизи максимума распределения почти всегда удовлетворительное, существует несимметричность реальных имплантационных распределений. На рис. 5.3 показаны экспериментальные профили распределения атомов бора, имплантированных в кремний, и соответствующие теоретические профили.

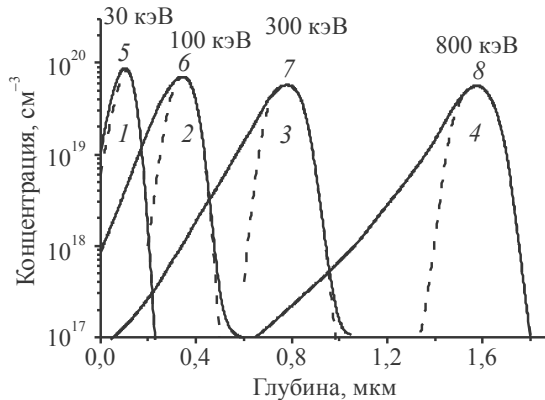


Рис. 5.3. Рассчитанные (1–4) с использованием гауссова распределения и измеренные (5–8) профили распределения бора без проведения отжига

Распределение Гаусса хорошо описывает профиль имплантированного бора только для малых величин энергии ионов. Резко выраженная несимметричность профиля распределения проявляется по направлению к поверхности подложки.

Различная форма несимметричности объясняется различным характером передачи импульса. При столкновении легких ионов с атомами мишени величина обратного ионного рассеяния относительно велика. В результате происходит увеличение концентрации примеси на участке профиля распределения со стороны поверхности подложки (имплантация бора). При столкновении тяжелых ионов с атомами мишени большое количество атомов рассеивается в прямом направлении. При этом концентрация имплантированных атомов повышается на участке профиля, удаленном от поверхности подложки, что и наблюдается при имплантации As.

Очень важными практическими аспектами торможения ионов являются эффекты бокового рассеяния ионов. Боковое рассеяние играет роль основного лимитирующего фактора, определяющего легирование между областями истока и стока, а следовательно, и длину канала в МОП-транзисторах, формируемых с помощью ионной имплантации.

Тяжелые заряженные частицы с энергией порядка нескольких кэВ, движущиеся через вещество, теряют энергию вследствие «экранированного» кулоновского взаимодействия с атомами. Принято различать два механизма энергетических потерь: ядерные (упругие) столкновения, при которых энергия иона переходит в энергию поступательного движения атомов мишени, и электронные (неупругие) столкновения, при которых движущаяся частица возбуждает или ионизует атомы. В большинстве случаев разделение на упругие и неупругие столкновения является удобным и достаточно точным, хотя и не вполне строгим приближением. Столкновения первого рода могут приводить к большим дискретным потерям энергии и значительным изменениям направления движения; именно эти столкновения обуславливают смещение атомов решетки (разупорядочение структуры). При столкновениях второго рода потери при каждом столкновении гораздо меньше, отклонения ничтожны, а дефекты, как правило, не образуются. Относительный вклад этих двух механизмов энергетических потерь очень сильно зависит от энергии E и атомного номера Z частицы: при малых E и больших Z преобладает ядерное торможение, а при больших E и малых Z – электронное.

Механизмы энергетических потерь имеют важное значение не только потому, что ими определяется распределение концентрации внедренных атомов по глубине, но и потому, что ими обусловлен характер разупорядочения структуры при ионном легировании. Вторичные эффекты, сопровождающие ионное внедрение, такие как распыление мишени и обратное рассеяние ионного пучка, тоже сильно зависят от относительного вклада ядерного и электронного механизмов торможения.

5.3. НАКОПЛЕНИЕ И ТРАНСФОРМАЦИЯ ДЕФЕКТОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ

Уравнения Томаса – Ферми для атомов и ионов. Рассмотрим взаимодействие налетающего иона с ядрами мишени.

При изучении систем со многими взаимодействующими частицами для описания реальных свойств и параметров используется метод самосогласованного поля Хартри – Фока, в котором каждый электрон рассматривается движущимся в сглаженном симметричном относительно центра (ядра) потенциальном поле, образованном ядром и всеми электронами. Состояние отдельного электрона атома может быть описано некоторой собственной функцией, а собственная функция всего атома комбинируется из собственных функций отдельных электронов.

Для атомной системы с большим числом электронов движение частиц под действием самосогласованного потенциала в преобладающей части пространства может считаться квазиклассическим. Потенциал в этом случае является слабоменяющейся функцией координат за исключением области вблизи ядра и периферийной части атома. Квазиклассическое приближение к уравнениям Хартри – Фока носит название приближения Томаса – Ферми (Т – Ф).

В статистической модели атома Томаса – Ферми объем атома разделяется на элементы объема dv , содержащие значительное число электронов, в каждом из которых потенциал можно считать постоянным. Электроны отдельных элементарных объемов при абсолютном нуле температур можно считать вырожденным электронным газом, подчиняющимся статистике Ферми – Дирака. Энергию электронного газа можно рассчитать статистическим методом, суммируя вклады всех элементарных объемов атома. Основная задача статистической теории атомных систем – нахождение распределения потенциала или электронной плотности как функции расстояния от ядра r .

Полная энергия E электронного газа определяется как сумма кинетической энергии электронов E_k и потенциальной энергии E_n , обусловленной взаимодействием ядра и электронов между собой:

$$E = E_k + E_n. \quad (5.3)$$

Модель Томаса – Ферми можно использовать только для описания тех характеристик атомных систем, которые определяются внутренними электронами.

При взаимодействии голых ядер с зарядами Z_1 и Z_2 потенциал взаимодействия:

$$V(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}. \quad (5.4)$$

Для описания экранирования рассеивающего поля Бор ввел эмпирический потенциал

$$V(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} e^{-R/a}, \quad (5.5)$$

где a – постоянная для данной атомной пары величина, называемая параметром экранирования.

Фирсов доказал, что в пределах точности статистической модели атома Томаса – Ферми потенциал взаимодействия можно описать выражением

$$V(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \varphi \left(\left[Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2} \right]^{2/3} \frac{R}{a_c} \right), \quad (5.6)$$

где Z_1 и Z_2 – заряды ядер; R – расстояние между ядрами; φ – табулированная функция Томаса – Ферми;

$$a_c = (9\pi^2/128)^{1/3} \cdot \hbar^2/mc^2 = 4,68 \cdot 10^{-9} \text{ см},$$

где $\varphi(y)$ выступает в роли функции экранирования. Эта функция зависит только от одного аргумента

$$y = \Phi \frac{R}{a} = (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{3/2} \cdot \frac{R}{a_c}, \quad (5.7)$$

что весьма удобно для вычисления дифференциального сечения рассеяния $d\sigma$ и сечения ядерного (упругого) торможения $S_n(E)$ любых ионов. Потенциал Фирсова правомерно применять для описания процессов ион-атомного рассеяния на малых и средних прицельных расстояниях, а также для расчета сечений ядерного торможения достаточно быстрых ионов, когда основной вклад в торможение вносят близкие столкновения.

Сечения рассеяния и сечения ядерного торможения атомов. Рассмотрим процессы атомного рассеяния на основе классической механики. Тогда с углом рассеяния сталкивающихся атомов можно связать прицельный параметр p и классическую траекторию в процессе столкновения. Уравнения, описывающие траектории взаимодействующих частиц, значительно упрощаются, если рассматривать движение в системе центра масс (СЦМ) на основании законов сохранения энергии и импульса для упругих столкновений, когда внутреннее состояние частиц (атомов) после столкновения остается неизменным.

Рис. 5.4 иллюстрирует положение и угловые координаты частиц при максимальном их сближении. Одна из частиц (M_1) до столкновения двигалась со скоростью v , а другая (M_2) – покоилась, φ – угол поворота первой частицы в СЦМ. Углы отклонения частиц после столкновения по отношению к направлению удара (ЛСК) θ_1 и θ_2 могут быть выражены через угол φ формулами

$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{M_2 \sin \varphi}{M_1 + M_2 \cos \varphi}; \quad \theta_2 = \frac{\pi - \varphi}{2}. \quad (5.8)$$

Для малых углов рассеяния

$$\operatorname{tg} \theta_1 \rightarrow \theta_1 \approx \frac{M_2}{M_1 + M_2} \varphi; \quad \theta_2 \approx \frac{\pi}{2}. \quad (5.9)$$

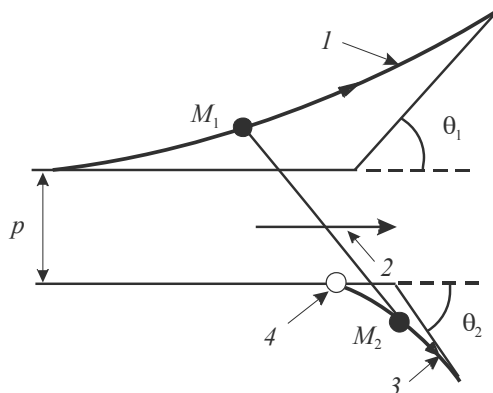


Рис. 5.4. Схема столкновения двух частиц:
1 – путь частицы; 2 – путь центра масс;
3 – путь атома мишени;
4 – начальное положение атома мишени

Абсолютные величины скоростей этих частиц после столкновения можно найти из формул

$$v'_1 = \frac{\left(M_1^2 + M_2^2 + 2M_1M_2 \cos \varphi\right)^{1/2}}{M_1 + M_2} v;$$

$$v'_2 = \frac{2M_1 v}{M_1 + M_2} \sin \frac{\varphi}{2}; \quad (5.10)$$

энергия отдачи E_2 в ЛСК согласно (5.10):

$$E_2 = \frac{M_2 v'^2_2}{2} = \lambda E \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (5.11)$$

где параметр $\lambda = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)}$ определяет максимально возможную передачу энергии (лобовое столкновение, когда частицы сближаются и удаляются по одной оси, т. е. $p = 0$):

$$E_{2\max} = \lambda E. \quad (5.12)$$

Важной характеристикой процесса рассеяния является дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma$. Если на рассеивающий центр падает пучок частиц с одинаковыми скоростями \bar{v} и N – число частиц, проходящих в 1 с через 1 см² сечения однородного пучка, доля частиц в пучке, имеющих прицельное расстояние от p до $p + dp$, определится как

$$dN = 2\pi \cdot N \cdot p \cdot dp. \quad (5.13)$$

Тогда величина

$$d\sigma = \frac{dN}{N} = d(\pi p^2) = 2\pi \cdot p \cdot dp. \quad (5.14)$$

Выражение для $d\sigma$ может быть приведено к функции одного аргумента, если применить параметр t :

$$t = \varepsilon^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \quad (5.15)$$

Этот параметр пропорционален произведению величины передаваемой энергии $T = T_m \sin^2 \varphi / 2$ на энергию налетающей частицы E :

$$t = T \cdot E \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \left(\frac{2Z_1Z_2e^2}{a} \right)^{-2}. \quad (5.16)$$

Тогда выражение для $d\sigma$ можно представить в форме

$$d\sigma = -\pi a^2 \frac{dt}{2t^{3/2}} f(t^{1/2}). \quad (5.17)$$

Полное сечение рассеяния σ_p является важной величиной при изучении радиационных нарушений в твердых телах, создаваемых пучками ускоренных ионов. Если поток бомбардирующих ионов, например, равен $\Phi \cdot \text{см}^{-2}$, а облучение продолжалось t с, то полная концентрация смещенных (межузельных) атомов без учета эффектов рекомбинации определяется как

$$C_d = t\Phi\sigma_p \frac{T}{2T_d} \text{ для } \lambda E_1 \gg T_d, \quad (5.18)$$

$$\bar{T} = \frac{1}{\sigma_p} \int_0^{T_n} T \frac{d\sigma}{dT} dT = \frac{1}{\sigma_p} S_n, \quad \sigma(T) = \frac{4\pi}{\lambda E} \sigma(\varphi), \quad (5.19)$$

где \bar{T} – средняя энергия, передаваемая от налетающего атома атомам мишени; T_d характеризует минимальную энергию, необходимую для смещения атома мишени из узла кристаллической решетки, и обычно равна 10–25 эВ; S_n – тормозная способность на атом.

Полное сечение в этом случае

$$\sigma(E) = \frac{1}{2} \pi a^2 \frac{E}{\lambda E_L^2} \int_{T_d}^{T_n} dT \cdot t^{-3/2} \cdot f(t^{1/2}), \quad (5.20)$$

где

$$E_L = \frac{E}{\varepsilon} = Z_1 Z_2 \frac{e^2}{a} \frac{M_1 + M_2}{M_2}.$$

Тормозная способность на атом определяется как

$$S_n(E) = \int_0^{T_n} T_n d\sigma = \frac{4\pi a Z_1 Z_2 e^2 M_1}{M_1 + M_2},$$

$$S_n(\varepsilon) = -\frac{1}{N} \left(\frac{dE}{dR} \right)_n, \quad (5.21)$$

где dE/dR – средние потери энергии частицами на единицу длины пути в мишени; N – число рассеивающих центров в 1 см^3 тормозящей среды.

Торможение ионов S_n за счет упругого рассеяния на атомах мишени является доминирующим при низких скоростях ионов. С ростом скоро-

сти частиц увеличивается вклад неупругого торможения, т. е. торможения на электронах среды. В широкой области скоростей ионов неупругое торможение определяется формулой

$$S_e(\epsilon) = k\epsilon^{1/2}, \quad (5.22)$$

где k – функция только Z_1, Z_2, M_1, M_2 .

5.4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ИОНОВ

Теории энергетических потерь быстрых ионов, разработанные Бете, Блохом и Бором, достаточно хорошо описывают экспериментальные сечения торможения и пробеги частиц. В работах Линдхарда получены уравнения, описывающие связь между энергией и пробегами ионов в аморфных мишенях.

В основу модели Линдхарда – Шарфа – Шиотта положен ряд предположений (действительных для многих случаев):

1) мишень считается аморфной и из рассмотрения исключаются случаи коррелированных последовательных столкновений;

2) используется потенциал взаимодействия Томаса – Ферми – Фирсова; выражение для неупругого торможения на электронах среды также получено на основе статистической теории атома ($S_e \sim v$ при $v < v_0 Z_1^{2/3}$);

3) энергия T , передаваемая атомам мишени в процессе столкновений, много меньше кинетической энергии иона ($T \ll E$);

4) энергия T может быть разделена на две части: энергию, передаваемую электронам атомов среды T_e , и энергию, передаваемую экранированным ядрам мишени за счет отталкивательного взаимодействия T_n . Оба вклада в полную передаваемую энергию считаются независимыми в процессах торможения;

5) учитываются флуктуации энергии, обусловленные в процессе торможения только взаимодействием с ядрами;

6) используется приближение бинарных столкновений, причем угол рассеяния однозначно связан с T_n (классическое приближение).

Как отмечено выше, наиболее важными характеристиками глубинного распределения ионов являются: средний проецированный пробег ионов R_p и среднее квадратичное отклонение (страгглинг) проецированных пробегов $\overline{\Delta R_p}$, где

$$\overline{\Delta R_p^2} = \overline{R_p^2} - \overline{R_p}^2. \quad (5.23)$$

Интегральное уравнение для среднего проецированного пробега имеет вид

$$1 = N \int d\sigma_{n,e} \left\{ \overline{R_p}(E) - \overline{R_p}(E - T) \cos \varphi \right\}. \quad (5.24)$$

Концентрация внедренной примеси $N(z)$ как функция глубины определяется следующим образом:

$$N(z) = \frac{N_d}{\sqrt{2\pi\Delta R_p}} \exp \left\{ -\frac{(z - \overline{R_p})^2}{2\Delta R_p^2} \right\}, \quad (5.25)$$

где N_d – интегральная доза облучения на единицу площади мишени (ион/см²). Для такой функции распределения значению $z = \overline{\Delta R_p}$ соответствует максимальная концентрация введенной примеси:

$$N_{\max} = \frac{N_d}{\sqrt{2\pi\Delta R_p}}. \quad (5.26)$$

Концентрация убывает в 2 раза на глубине $z \approx \overline{R_p} \pm 1,2\overline{\Delta R_p}$, в 10 раз – $z \approx \overline{R_p} \pm 2\overline{\Delta R_p}$, при этом $\overline{\Delta R_p}$ равно ширине гауссова распределения (на его полувысоте), деленной на $2(2 \ln 2)^{1/2}$.

При $M_1 > M_2$ различие между $\Delta R/R$ и $\Delta R_p/R_p$ мало. В этом случае, согласно Линдхарду и др., приведенный относительный разброс

$$\frac{\Delta R_p}{R_p} \frac{M_1 + M_2}{2(M_1 M_2)^{1/2}}$$

близок к постоянной величине 0,35. Во многих случаях полуширину ($2,5 \Delta R_p$) гауссова распределения можно приближенно (с точностью 25 %) оценить по формуле

$$2,5\Delta R_p \approx 1,1R_p \frac{2(M_1 M_2)^{1/2}}{M_1 + M_2} \approx R_p. \quad (5.27)$$

Это соотношение не выполняется при $M_1 < M_2$, когда преобладают большие углы рассеяния, и при $\epsilon \gg 3$, когда доминирует электронное торможение.

Прямую информацию о пространственном распределении ионов в твердом теле независимо от соотношения между M_1 и M_2 и без начального допущения о нормальном распределении дает метод статистических испытаний (метод Монте-Карло). Суть метода состоит в том, что с помощью компьютера прослеживаются траектории большого количества ионов до их полной остановки. При таком подходе используется ряд уп-

рошающих предположений: разделение упругой и неупругой компонент торможения, пренебрежение влиянием эффектов оболочечного строения атомов на сечение электронного торможения и т. п. Определенную погрешность может вносить недостаточно большое число испытаний.

5.5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ ПО ГЛУБИНЕ

Зная энергию, теряемую ионом в ядерных столкновениях, можно оценить число смещенных атомов. Использование определенной пороговой энергии смещения означает, что мы считаем процессы смещения четко разделенными в пространстве.

Расчеты усредненного распределения дефектов $n(x)$, созданных большим числом внедренных ионов, показали, что зависимость $n(x)$ имеет вид колоколообразной кривой и, так же как для примеси, характеризуется положением максимума x_d концентрации дефектов и стандартным отклонением Δx_d . Максимум распределения дефектов x_d расположен, как правило, ближе к поверхности образца по сравнению с проецированным пробегом R_p внедряемых ионов. Только в частном случае очень легких ионов (масса иона $M_1 \ll M_2$, где M_2 – масса атома подложки) $x_d \sim R_p$. Профиль дефектов соответствует либо распределению по глубине энергии, потраченной на атомные столкновения, либо распределению первично смещенных атомов, что в общем-то одно и то же. Однако в работах по расчету профилей дефектов не учитываются вторичные процессы, такие как диффузия, аннигиляция дефектов, образование более сложных комплексов. Вторичные процессы способны изменить вид реального профиля по сравнению с распределением первичных смещений, поэтому экспериментальные данные часто отличаются от расчетных.

Форма и полуширина распределения нарушений зависят от типа дефектов. При бомбардировке Si легкими ионами (в частности, B^+ , Ne^+) были обнаружены два максимума в распределении IV -центров, а также аморфной фазы. Один максимум находился у поверхности, другой – в области максимальных потерь энергии иона в атомных процессах. При облучении Si ионами средних масс, например P^+ , приповерхностного дефектного слоя не возникало.

Поскольку распределение простых дефектов по глубине неравномерно, достижение критической концентрации имеет место вначале в области максимума их концентрации. Следовательно, и образование аморфной фазы (и IV -центров) происходит начиная со слоя максимальной концентрации простых дефектов, что и подтверждается экспериментально.

Экспериментальные и расчетные глубины максимумов дефектов x_d , Å

Вид иона	E , МэВ	x_d (эксперимент)	x_d (расчет)
B ⁺	40	630	540
B ⁺	100	2100	1770
B ⁺	200	4200	3800
P ⁺	200	1660	110

Появление приповерхностного дефектного слоя обусловлено несколькими механизмами: достройкой поверхности мигрирующими из области упругих столкновений атомами, катодным распылением материала, диффузией вакансий к поверхности, уменьшением пороговой энергии образования дефектов у поверхности.

Так как форма профиля нарушений зависит от типа дефектов, то сравнение экспериментальных результатов с расчетными имеет однозначный смысл лишь с точки зрения положения объемного максимума (x_d). Такое сравнение для ионов B⁺ и P⁺ показывает, что расчеты хорошо согласуются с экспериментом в области энергий 100–200 и 200–300 кэВ соответственно для указанных ионов. Максимумы профилей дефектов смещены к поверхности для ионов B⁺ и ~ 30 % для P⁺ по сравнению с экспериментальными на 10–17 % (табл. 5.1).

5.6. МЕХАНИЗМЫ АМОРФИЗАЦИИ ПРИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Имплантация кристаллов ионами сопровождается накоплением вакансионных комплексов: дивакансий, Si-P3- и других центров в монокристаллическом слое Si и *IV*-центров в аморфном кремнии. Максимальная концентрация дивакансий достигает $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, Si-P3-центров – $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и *IV*-центров – $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Учитывая большую подвижность междоузельных атомов в кристаллах Si и Ge и возможность аннигиляции дефектов (прямой и на центрах), трудно ожидать накопления где-либо дефектов одного знака (например, вакансий) до больших концентраций. Каждая отдельная РО представляет собой в начальный момент времени участок с обогащением вакансиями в центре, окруженном облаком междоузельных атомов. Далее РО проходит ряд стадий, обусловленных протеканием вторичных процессов:

- а) перемещение дефектов из РО вследствие диффузии;
- б) взаимодействие дефектов между собой с образованием устойчивых неподвижных при данной температуре комплексов.

В процессе имплантации многими ионами происходит наложение РО, что дает обогащенный вакансиями слой в области максимума упругих соударений. Вакансионный слой окружен областью с повышенной концентрацией междоузельных комплексов. Вакансионные дефекты имеют максимум концентрации в области наибольших потерь энергии внедряемым ионом на упругие столкновения. Сток дефектов к поверхности способствует образованию приповерхностной области нарушений. В зависимости от условий на поверхности эта область содержит дефекты либо вакансионного, либо междоузельного типа.

Температура образца во время облучения и масса налетающего иона оказывают сильное влияние на протекающие вторичные процессы в бомбардируемом слое. Это влияние подтверждается целым рядом экспериментальных данных, но особенно ярко выражается в зависимости дозы аморфизации облучаемого слоя от температуры и массы иона, а также в распределении по глубине дефектов, введенных тяжелыми ионами при повышенной температуре образца.

При внедрении в полупроводник тяжелых ионов аморфная фаза образуется в результате вторичных процессов – взаимодействия дефектов между собой при комнатной температуре образца во время облучения.

Образование аморфных зон в результате первичных процессов, происходит, если выполняются следующие условия:

- облучение должно проводиться при очень низких температурах (для Si и Ge), когда тепловое движение компонентов пар Френкеля заторможено;
- время термализации РО много меньше характерных времен взаимодействия дефектов между собой;
- концентрация дефектов в РО больше критической.

В остальных случаях образование аморфных зон следует рассматривать как результат вторичных процессов.

Облучение при комнатной температуре малыми дозами легких ионов и ионов средних масс приводит к появлению в Si относительно простых дефектов типа дивакансий, комплексов «вакансия – примесь», тетравакансий.

Максимальная (критическая) концентрация простых дефектов, определенная для дивакансий и тетравакансий, соответственно равна $7 \cdot 10^{19}$ и $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. После достижения этой концентрации, по-видимому, имеет

место перестройка простых вакансионных комплексов в более сложные образования – IV -центры, которые связаны с переходом кремния в аморфное состояние.

При внедрении в Si легких ионов и ионов средних масс образующиеся отдельные разупорядоченные области не являются аморфными. Аморфные области появляются в результате перекрытия РО, т. е. в результате вторичных процессов. Такие аморфные включения наблюдались с помощью электронной микроскопии. Так, в Si, облученном ионами B^+ ($E = 100\text{--}400$ кэВ, $D = 10^{14}\text{--}10^{15}$ см $^{-2}$) были обнаружены аморфные области размером 20–70 Å. После появления аморфных зон (скоплений IV -центров) сплошной аморфный слой развивается как вследствие роста размеров уже имеющихся областей (рост аморфной фазы на зародышах), так и в результате образования новых аморфных включений.

Возможность роста аморфной фазы на зародышах иллюстрируется следующим экспериментом. Слой с предварительно введенными аморфными областями путем облучения ионами Ag^+ ($E = 40$ кэВ, $D = 5 \cdot 10^{13}\text{--}10^{14}$ см $^{-2}$) облучался протонами. Эксперимент показал, что число IV -центров $N_{IV}(D)$ растет с увеличением дозы протонов, т. е. процесс аморфизации продолжается в слое, содержащем аморфные области (рис. 5.5).

Последующее уменьшение $N_{IV}(D)$ при $D_H^+ \geq 10^{15}$ см $^{-2}$ связано, по-видимому, с влиянием внедренного водорода: когда концентрации водорода и IV -центров становятся сравнимы по величине, имеет место заполнение наблюдаемых центров водородом, в результате чего они становятся непарамагнитными.

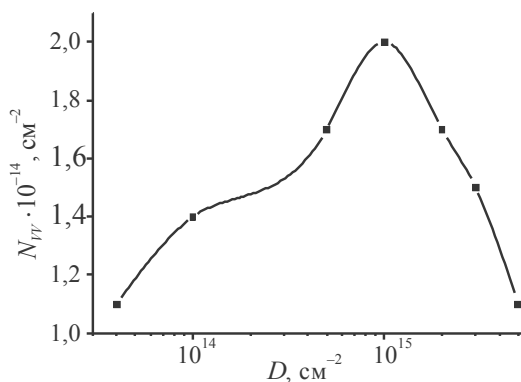


Рис. 5.5. Изменение числа IV -центров при облучении кремния протонами $E = 5$ кэВ

Процесс накопления аморфных областей при облучении полупроводников легкими ионами можно представить следующей схемой:

а) падающий ион создает цилиндрический кластер нарушений с площадью основания A_i ;

б) для образования аморфной области необходимо перекрытие кластеров нарушений.

В случае, когда для образования аморфных зон требуется n -кратное перекрытие кластеров, площадь аморфизованного слоя S_A меняется с ростом дозы D следующим образом:

$$S_A = S_0 \left\{ 1 - \sum_{i=1}^n [S_i D / k! \cdot \exp(-S_i D)] \right\}, \quad (5.28)$$

где A_0 – площадь, подвергнутая ионной бомбардировке.

При облучении кремния даже малыми дозами тяжелых ионов Xe^+ наблюдались IV -центры (см. рис. 5.5). Концентрация первичных смещений в этом случае, по-видимому, была достаточной для перевода монокристалла в аморфное состояние в области трека частиц (по крайней мере, внутренняя часть разупорядоченной области является аморфной).

Кинетика накопления аморфных областей описывается функцией

$$N_{IV} = N_{IV}^0 [1 - \exp(-kD / N_{IV}^0)], \quad (5.29)$$

где N_{IV}^0 – число IV -центров на 1 см^2 поверхности при $D \rightarrow \infty$; при $k = \Delta N_{IV} / \Delta D$ $D \ll D_a$.

Такой простой вид зависимости согласуется с математическим описанием процесса перехода монокристалла в аморфное состояние. Основываясь на этих представлениях и экспериментальных данных, можно оценить размеры элементарной аморфной области, предполагая, что она имеет форму цилиндра с осью вдоль проекции пробега иона. Доза аморфизации и площадь основания такого цилиндра S_i связаны соотношением

$$S_i D_a = 2,2. \quad (5.30)$$

Считая, что $D_a = 4,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, получим диаметр аморфной области $\sim 25 \text{ \AA}$.

Доля аморфной фазы растет по определенному закону (в зависимости от массы налетающего иона) до насыщения, связанного с образованием сплошного аморфного слоя.

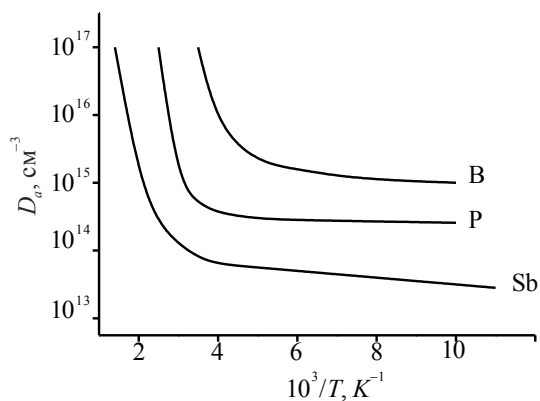


Рис. 5.6. Зависимость дозы, необходимой для аморфизации Si, от обратной температуры при облучении

Доза аморфизации зависит от массы иона M_1 и температуры образца во время облучения: $D_a(M_1, T_{\text{обл}})$. При низких температурах величина D_a для данного типа иона практически не зависит от $T_{\text{обл}}$. Начиная с некоторой температуры, зависящей от массы иона, величина D_a экспоненциально растет с повышением $T_{\text{обл}}$ (рис. 5.6).

6. ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ И СОСТАВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ОБЛУЧЕНИЕМ

6.1. РАДИАЦИОННЫЙ ОТЖИГ

Под радиационным отжигом понимают исчезновение или перестройку структурных дефектов (как правило, введенных облучением) при воздействии на кристалл квантов излучения или ускоренных частиц. Основные причины этого следующие:

1) взаимодействие собственных точечных дефектов с крупными дефектными комплексами, что приводит к распаду последних или их перестройкам;

2) ионизация излучением, под действием которой в результате изменения энергий связи дефектные ассоциации распадаются либо меняются энергетические пороги для аннигиляции частиц;

3) стимулированное излучением взаимодействие примесных атомов (имеющихся или вводимых излучением) с дефектными комплексами, приводящее либо к их распаду, либо к перестройке с потерей активности по параметрам (электрическим, оптическим и т. д.).

Так, например, для ускорения радиационного отжига РО, вводимых ионной бомбардировкой (Ag^+ , 40 кэВ), использовалось предварительное облучение образцов быстрыми электронами. Для контроля за отжигом РО измеряли изменения проводимости облученных слоев GaAs, так как их электрические свойства определяются проводимостью по РО. Эти слои, образующиеся после ионной бомбардировки, обладают высокой проводимостью и отжиг при температуре 500 °С восстанавливает исходное сопротивление. Изменение слоевого сопротивления составляет 4–5 порядков, что очень удобно для контроля состояния слоя. Облучение при комнатной температуре до доз 10^{17} см^{-2} не сказывается заметным образом на последующем отжиге.

Более эффективным является облучение при $T = 250 \text{ °C}$. Заметное увеличение скорости отжига наблюдалось в том случае, когда доза ионов Ag^+ была небольшой и перекрытия пиков смещения не происходило.

Результаты исследований по ускорению отжига и изменению сопротивления слоев GaAs, облученных ионами аргона с энергией 40 кэВ и дозой 10^{15} см^{-2} , отражены на рис. 6.1.

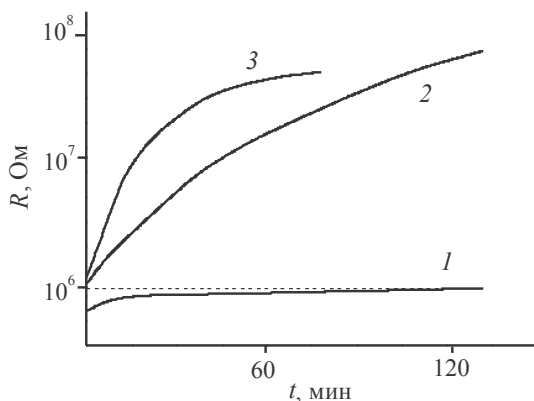


Рис. 6.1. Восстановление слоев GaAs, нарушенных ионной бомбардировкой $T_{\text{отж}}$, °C: 1 – 250; 2, 3 – 250 с одновременным облучением протонами, $E = 10$ кэВ ($j_{\text{пр}}$, мкА/см²: 2 – 0,15; 3 – 0,3)

Изучалось также влияние электронной бомбардировки на свойства кремния, предварительно облученного быстрыми реакторными нейтронами при температуре не выше 70 °C. Энергия электронов составляла 10 МэВ, доза $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, температура кристаллов при электронном облучении не превышала 25 °C. Затем проводился изохронный отжиг образцов в диапазоне температур 100–800 °C и изучалась зависимость спектров ИК-поглощения от температуры отжига в диапазоне длин волн 2–25 мкм.

Обнаружено, что электронное облучение резко влияет на отжиг оптических свойств, измененных нейтронным облучением. Так, в образцах, в которых благодаря отжигу при температуре 500 °C перед электронной бомбардировкой было создано сильное поглощение в диапазоне 4,5–14,5 мкм вследствие образования крупных дефектных комплексов, воздействие электронами привело к сильному ослаблению поглощения. Точечные дефекты, возникающие при электронном облучении, взаимодействуют с нарушениями, созданными нейтронами в Si, что способствует отжигу оптически активных дефектов.

Облучение легкими частицами может приводить не только к ускорению отжига отдельных РО, но и к ускорению фазового перехода в аморфное состояние – монокристалл.

Наиболее показательны результаты отжига крупных дефектных комплексов, введенных ионной бомбардировкой, при взаимодействии с точечными дефектами, создаваемыми протонной бомбардировкой. Протоны малых энергий создают большую концентрацию простых точечных дефектов именно в той области, где расположены крупные нарушения, вызванные ионным внедрением, так как их пробег приблизительно совпадает с пробегом ионов средних энергий. Нижележащие слои не подвергаются облучению. Небольшая энергия протонов и благоприятное соотношение масс протонов и атомов мишени затрудняют образование РО.

На рис. 6.2 показан сопровождаемый протонной бомбардировкой отжиг парамагнитных IVV -центров, введенных в Si ионным внедрением. В обоих случаях отжиг ускоряется вследствие взаимодействия с атомами водорода. Рассмотрим этот случай подробнее.

Для выделения роли отжига, ускоренного бомбардировкой протонами, измерялась величина $(N_i/N_0)_{\text{CO}}/(N_i/N_0)_{\text{ТО}}$ – отношение доли IVV -центров, оставшихся после отжига, стимулированного протонным облучением, к остатку после обычного термического отжига при той же температуре и в течение того же времени.

Были проведены следующие эксперименты:

1) облучение протонами, затем бомбардировка ионами Ag^+ с тем, чтобы ввести IVV -центры, и далее отжиг полученных IVV -центров;

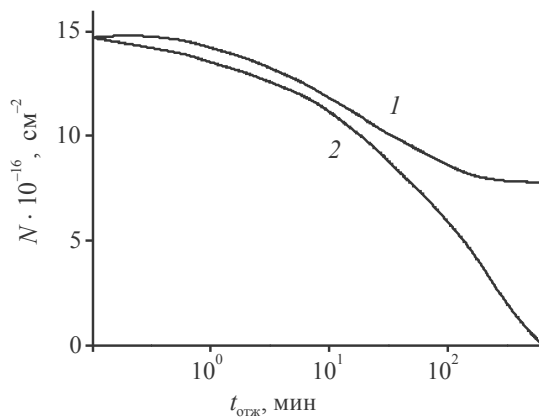


Рис. 6.2. Отжиг парамагнитных центров в кремнии, аморфизированном ионной бомбардировкой, $T_{\text{отж}}, ^\circ\text{C}$:
 1 – 200; 2 – 200 с одновременным облучением протонами,
 $E = 10 \text{ кэВ}$, $j_{\text{пр}} = 0,5 \text{ мкА/см}^2$

- 2) облучение ионами Ag^+ , затем протонами, наконец, отжиг;
- 3) бомбардировка ионами Ag^+ , потом облучение протонами одновременно с отжигом.

Во всех трех случаях вне зависимости от последовательности операций отжиг IV -центров одинаково ускорился при одних и тех же параметрах облучения (доза, энергия, температура). На рис. 6.3 отражены результаты изотермического отжига IV -центров.

Видно, что облучение протонами слоя, содержащего IV -центры, резко ускоряет их отжиг, тогда как облучение α -частицами, мало отличающимися от протонов по виду и качеству дефектов при сравнимых условиях облучения, не приводит к ускорению отжига.

Приведенные результаты показывают, что ускорение отжига обусловлено взаимодействием атомов водорода с IV -центрами. Это взаимодействие заметно лишь в области доз протонов, когда концентрация атомов водорода становится сравнимой с концентрацией IV -центров (рис. 6.4, $N_{IV} = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$). С ростом дозы протонов скорость отжига возрастает. Причем для данной дозы облучения эффект тем больше, чем выше температура отжига (рис. 6.5).

В том случае, когда взаимодействие дефекта с примесным атомом приводит лишь к исчезновению наблюдаемых свойств дефекта (например, парамагнитности, поглощения света и т. д.), потерю этих свойств можно восстановить дополнительным облучением.

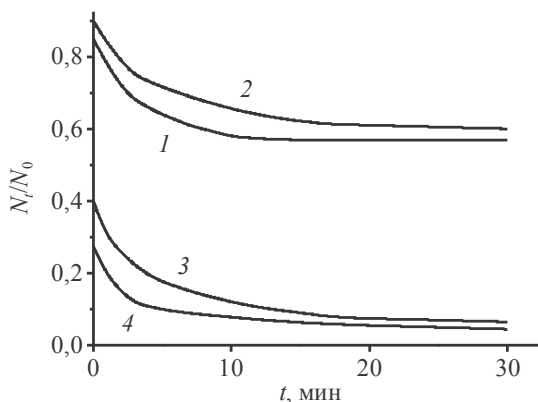


Рис. 6.3. Изотермический отжиг IV -центров при 275°C :
 1 – контрольный, доза облучения 10^{16} см^{-2} , 2 – He^+ , $E = 10 \text{ кэВ}$;
 3 – H^+ , $E = 10 \text{ кэВ}$; 4 – H^+ , $E = 5 \text{ кэВ}$. IV -центры вводились
 облучением Si ионами Ag^+ , $E = 40 \text{ кэВ}$, $D = 10^{15} \text{ см}^{-2}$

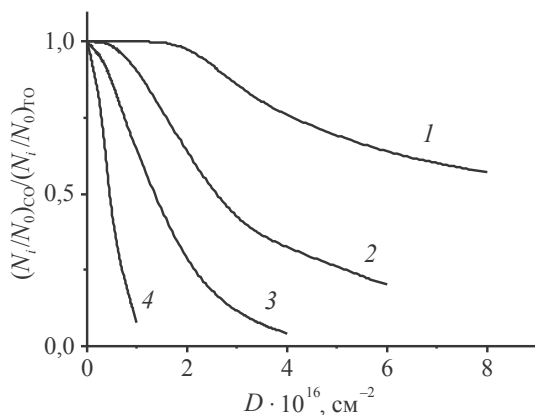


Рис. 6.4. Дозовая зависимость стимулированного протонной бомбардировкой ($E = 10$ кэВ) отжига IV -центров при различных температурах облучения, T , °С: 1 – 20; 2 – 100; 3 – 200; 4 – 300

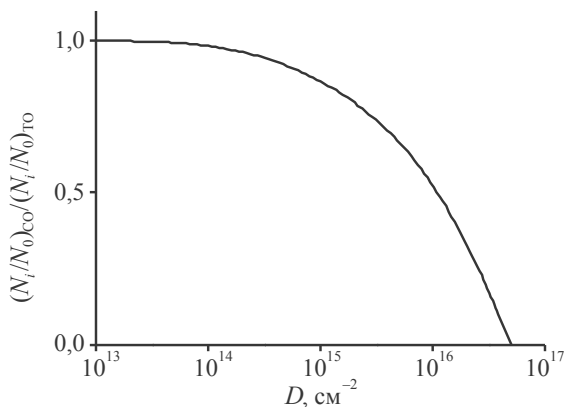


Рис. 6.5. Область доз протонов, в которой водород взаимодействует с IV -центрами. Облучение H^+ с энергией 10 кэВ проводилось при 200 °С

Таким образом, приведенные экспериментальные факты показывают реальность радиационного отжига крупных дефектных центров вследствие взаимодействия либо с собственными точечными дефектами, либо с примесными атомами.

6.2. АТЕРМИЧЕСКАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ДОЗАХ ОБЛУЧЕНИЯ (ЭФФЕКТ БОЛЬШИХ ДОЗ)

Особенно интенсивно монокристалл разрушается при облучении тяжелыми частицами (ядра отдачи при нейтронном облучении, ионная имплантация). Предельный случай накопления дефектов при ионной имплантации – полное разрушение кристаллической структуры с образованием сплошного аморфного слоя. Восстановление кристаллической структуры аморфизированного ионами слоя монокристалла происходит лишь после отжига при достаточно высоких температурах. Например, аморфизированный ионной имплантацией монокристаллический кремний восстанавливается при температуре 600–700 °С.

При исследовании кинетики аморфизации и отжига установлено, что в процессе ионной имплантации монокристаллических полупроводников, например германия и кремния, наблюдается не только аморфизация слоя, куда проникают ионы, но, начиная с некоторых доз, и восстановление кристаллической структуры аморфизированного слоя монокристалла. В зависимости от режима имплантации восстановление может быть полным либо частичным. Очень важно отметить, что восстановление кристаллической структуры сопровождается активацией внедренной примеси.

Рассмотрим экспериментальные результаты. Исследовались образцы кремния p -типа, $\rho = 1\text{--}10\text{ Ом}\cdot\text{см}$. Облучение плоскости (111) образца выполнялось сканируемым с частотой 70 Гц ионным пучком P^+ размером $100 \times 5\text{ мм}$. Энергия ионов $E = 30\text{--}70\text{ кэВ}$, а средняя плотность тока $\bar{j} = 2\text{--}8\text{ мкА/см}^2$. Изменение \bar{j} осуществлялось вариацией тока в пучке. Плотность тока в пучке всегда была на два порядка больше средней плотности тока. Время действия пучка на область шириной $\sim 5\text{ мм}$ составляло $\sim 10^{-5}\text{ с}$. Согласно оценкам и прямым измерениям, нагрев образцов при облучении максимальным током не превышал 100 °С.

Анодным окислением поверхности с последующим удалением окисла в HF снимались тонкие слои Si. Было проверено влияние внедренной примеси и структуры поверхности на толщину окисной пленки. С этой целью часть выращенной анодным окислением пленки SiO_2 стравливалась в HF так, чтобы ступеньки между поверхностью кремния и пленки толщиной 600–1000 Å находились на облученной и необлученной ионами частях образца (рис. 6.6) (облучение проводилось P^+ , $E = 50\text{ кэВ}$, $D = 4 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$). После напыления серебра толщиной $\sim 1000\text{ Å}$ высота ступенек измерялась на интерференционном микроскопе, обеспечивающем

точность измерения $\pm 50 \text{ \AA}$. Разница в высотах ступенек не была заметна, отсюда вывод – окисная пленка росла с одинаковой скоростью на облученном и необлученном ионами Si вне зависимости от дозы облучения.

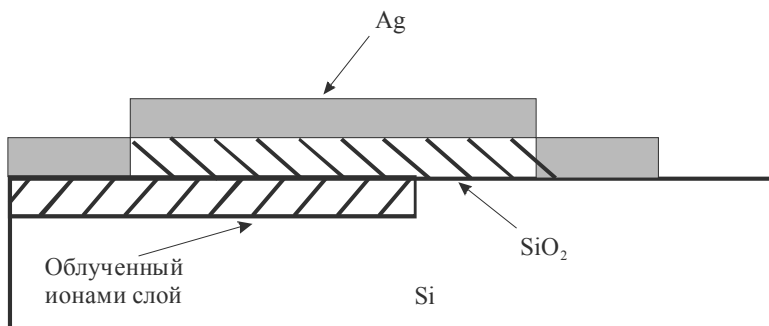


Рис. 6.6. Схема подготовки образца для измерений толщины пленки SiO_2 интерференционным микроскопом

Так как аморфный Si, в отличие от монокристаллического, растворяется в HF, проводилась еще одна серия контрольных экспериментов, чтобы доказать, что при снятии SiO_2 после анодного окисления практически не стравливается аморфный Si. С помощью измерения сигнала ЭПР, связанного с аморфной фазой, была определена скорость травления: в HF аморфизированного ионной бомбардировкой Si она оказалась равной 10 \AA/мин , что намного меньше скорости травления SiO_2 (360 \AA/с).

С целью устранения возможных экспериментальных ошибок была оценена роль катодного распыления. Оказалось, что для максимальной дозы ($\sim 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) толщина удаленного катодным распылением слоя Si не превышает 100 \AA и составляет $\sim 10 \%$ от толщины облучаемого слоя.

Основной эксперимент включал ряд измерений. После каждого стравливания проводились съемки электронограмм при отражении, записывался спектр ЭПР, измерялись эффект Холла и проводимость, а также снимались вольт-амперные характеристики при пропускании электрического тока поперек бомбардированного слоя.

Число парамагнитных дефектов в зависимости от дозы $N_{VT}(D)$ показано на рис. 6.7. Использование ионов B^+ и P^+ уменьшает $N_{VT}(D)$ при больших дозах. При этом кривая распределения центров $N_{VT}(D)$ с ростом дозы смещается к поверхности кристалла.

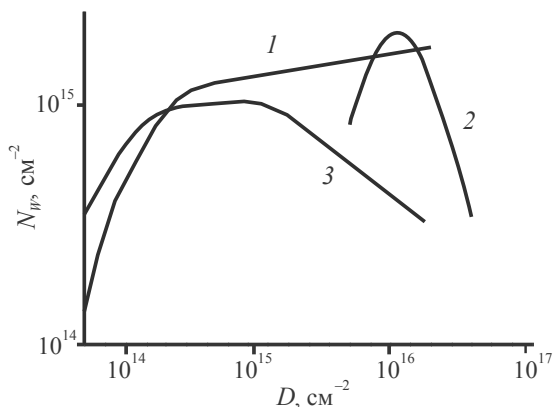


Рис. 6.7. Дозовая зависимость числа VV -центров при облучении ионами $\text{Ag}^+(1)$, $\text{B}^+(2)$ и $\text{P}^+(3)$ с $E = 40$ кэВ

Сравнение $N_{VV}(D)$ с распределением разупорядоченных областей, полученных с помощью электронографических исследований, показывает, что исчезновение VV -центров связано с переходом аморфной фазы в не-парамагнитное состояние, а дальнейшее увеличение дозы способствует восстановлению кристаллической структуры. Изменения $N_{VV}(D)$ с ростом дозы обусловлены заполнением дефектов вакансионного типа атомами легирующей примеси. Процесс заполнения замечен лишь тогда, когда концентрация внедренной примеси сравнима с концентрацией дефектов.

Облучение ионами P^+ с $E = 50$ кэВ способствует образованию аморфного слоя (АС) Si с максимальной толщиной $h = 900\text{--}1100$ Å. При дозах больше 10^{16} см^{-2} в облученном слое появляются области с концентрацией примеси $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$. С процессом аморфизации начинает конкурировать процесс рекристаллизации. Это выражается в том, что расширяющийся АС перестает быть полностью аморфным: в аморфной фазе (АФ) вблизи границы с матрицей появляются кристаллические участки, сохраняющие ориентацию матрицы. С ростом дозы аморфный слой подтягивается к поверхности.

Скорость процесса рекристаллизации зависит от плотности тока. При одной и той же дозе облучения толщина оставшегося АС тем больше, чем меньше, например, при $D = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, $h = 700$ и 450 Å для $\bar{j} = 1$ и 2 мкА/см^2 соответственно; образцы, облученные $\bar{j} = 5 \text{ мкА/см}^2$, совсем не содержат АФ. На фронте рекристаллизации (ФР) при $\bar{j} = 5 \text{ мкА/см}^2$

наблюдается двойникование по плоскости $\{111\}$. Со стороны матрицы за ФР находится слой толщиной $h \sim 150 \text{ \AA}$, в котором образуется поликристаллический кремний. С увеличением дозы фронт рекристаллизации с переходной областью перемещается к поверхности, оставляя за собой монокристаллические слои.

Превращение аморфной фазы под действием внедряемых частиц в монокристаллические слои, сохраняющие ориентацию матрицы-подложки, является гетерогенным процессом, протекающим на границах АФ с матрицей; в АС отсутствуют поликристаллические зерна, которые могли бы образоваться в результате гомогенного роста зародышей в отрыве от матрицы.

Облучение при комнатной температуре ионами Si^+ , O^+ , N^+ с энергией 40 кэВ в том же диапазоне доз 10^{16} – 10^{17} см^{-2} с плотностью тока $\bar{j} = 3; 2$ и $0,5 \text{ мкА/см}^2$ соответственно не приводило к рекристаллизации АС: с ростом дозы аморфный слой постоянно расширяется. Измерения числа парамагнитных центров в этих слоях показали, что, как и при бомбардировке P^+ , с увеличением дозы внедренных ионов Si^+ и As^+ уменьшается концентрация характерных для АФ дефектов IV -центров. Это обусловлено взаимодействием дефектов вакансионного типа с атомами P, As и образованием связей P–Si, Si–Si, As–Si, в результате IV -центры исчезают.

Имплантация ионами азота и кислорода не уменьшала числа IV -центров. Внедрение ионов кислорода сопровождается резким уширением линии спектра ЭПР, соответствующей IV -центрам. Это уширение может быть связано с диполь-дипольным взаимодействием IV -центров и кислорода, но дипольным магнитным моментом обладает кислород только в молекулярной форме, т. е. часть внедренного кислорода находится в облучаемом слое в состоянии O_2 . То же самое можно предположить и для азота.

Следует отметить, что при дозах $D > 10^{17} \text{ см}^{-2}$ облученные ионами O^+ и K^+ слои остаются аморфными (рекристаллизации не происходит). Стехиометрические соотношения при этом уже таковы, что в слоях присутствуют аморфные окислы и нитриды.

Таким образом, из всех исследованных ситуаций восстановление кристаллической структуры наблюдается только в системах P–Si, As–Si, B–Si. Подобные структурные превращения вызваны активацией твердофазных реакций облучением с образованием и распадом соединений кремния с фосфором, бором и мышьяком; в результате, возможно, повышается подвижность атомов Si, которые принимают участие в застройке кристаллографических плоскостей матрицы на ФР. Интересно отметить, что наблюдаемые реакции активируются облучением. Об этом говорит и за-

висимость от плотности тока, и то, что отжиг при $T = 600\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 40 мин образцов, облученных при малых плотностях большой дозой ($\bar{j} = 1\text{ мкА/см}^2$, $D = 4 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$), не привел к рекристаллизации АС. Важно также, что если рекристаллизовать АС при $T = 700$ или $800\text{ }^{\circ}\text{C}$, то и в этом случае структура не совпадает со структурой слоев, рекристаллизованных облучением.

Зависимость скорости рекристаллизации от плотности тока свидетельствует о взаимодействии треков ионов между собой. Для того, чтобы такое взаимодействие получилось, возбужденные области должны иметь, по оценкам, диаметры $\sim 10^{-5}\text{ см}$ и время жизни $\sim 10^{-4}\text{ с}$. Эти величины намного больше размеров и времени жизни пиков смещения и тепловых пиков ($\sim 10^{-6}\text{ см}$, $\sim 10^{-11}\text{ с}$). Это подчеркивает роль ионизации и возбуждений в активации твердофазных реакций и то, что такие большие размеры пиков и длительное время их жизни присущи области с возбужденной электронной подсистемой.

Приведем данные о рекристаллизованных облучением слоях кремния. Прежде всего, следует отметить их радиационную стойкость – вплоть до доз ионов $\sim 10^{17}\text{ см}^{-2}$ (концентрация фосфора $\sim 10^{21}\text{ см}^{-3}$) слои сохраняют монокристаллическую структуру. Размер кристаллов-блоков – согласно расчету по формуле

$$\varepsilon = \frac{kL\lambda}{B}, \quad (6.1)$$

где ε – размер рассеивающего кристалла; $L\lambda$ – постоянная прибора; B – полуширина дифракционных максимумов при съемке вдоль направлений $[112]$ и $[110]$; k – поправочный коэффициент, рассчитанный по эталонным образцам для конкретного прибора, равен 45 \AA .

Измерения проводимости рассматриваемых слоев показали, что только несколько процентов фосфора электрически активно (при отжиге свыше 10%). Дозовая зависимость проводимости рекристаллизованных слоев показана на рис. 6.8. По мере того, как при облучении число дефектов уменьшается, возрастает проводимость слоя, определяемая внедренной примесью (см. рис. 6.8, 2).

При сопоставлении структурных и электрофизических свойств слоев использовались образцы двух типов: 1 – с полностью рекристаллизованным облучаемым слоем кремния; 2 – с частично рекристаллизованным АС. Оба типа получены путем облучения $p\text{-Si}$ ($\rho = 1\text{ Ом}\cdot\text{см}$) ионами P^+ ($E = 50\text{ кэВ}$, $D = 6 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$) при $\bar{j} = 8$ и 5 мкА/см^2 для типов 1 и 2 соответственно. На этих образцах можно выделить по крайней мере три характерных слоя:

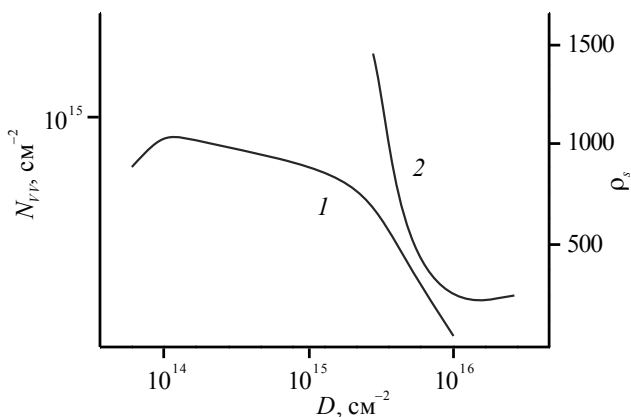


Рис. 6.8. Зависимость числа парамагнитных VV -центров (1) и поверхностного сопротивления ρ_s (2) от дозы облучения кремния ионами P^+ , $E = 70$ кэВ

1. Поверхностный слой А. Для образца типа 1 этот слой представляет собой монокристалл с двойниками + поликристалл + текстура + высокий уровень фона. Концентрация и подвижность носителей в этой области меньше, чем в более глубоких слоях. В образцах типа 2 слой А – аморфный. Однако измерения проводимости и эффекта Холла показали, что концентрация электронов в нем достигала $2-3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а подвижность $\mu \sim 100 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

2. Слой Б – монокристалл с мозаичной структурой. При малых дозах облучения эта область была аморфной, а затем кристаллизовалась. Основная доля носителей заряда сосредоточена в этом слое.

3. Слой В в процессе облучения не аморфизировался и, согласно электронографическим данным, остался совершенным монокристаллом. Глубина залегания нижней границы слоя h_B определялась по появлению исходного кремния p -типа в образцах типа 1 $h_B = 3080 \text{ \AA}$, а в образцах типа 2 $h_B = 3450 \text{ \AA}$.

Рассматриваемый эффект носит общий характер для полупроводниковых кристаллов. Используя p -Si и бомбардировку ионами P^+ при комнатной температуре, без последующего отжига можно получить p - n -переходы с низкоомным n -слоем. Использование рассматриваемого эффекта открывает новые возможности для технологии ионного легирования, в частности для технологических приемов в производстве изделий микроэлектроники, прежде всего в производстве интегральных схем. Здесь

полностью исключается необходимая ранее операция высокотемпературного отжига. А это не только упрощает и удешевляет массовую технологию, но и дает возможность осуществить новые технологические и конструктивные варианты.

Рассматриваемое явление может быть также использовано для создания активных и пассивных приборных элементов (p - n -переходов, p^+p - и n^+n -переходов, подконтактных областей и т. д.). Большое достоинство метода – сохранение исходных параметров базы, чего не удается достичь ни при каких термических обработках.

Предлагаемый способ ионного легирования наряду с очевидными достоинствами обладает и недостатками.

1. Он применим только в тех случаях, когда необходимы (или допустимы) большие концентрации легирующей примеси и соответственно носителей заряда.

2. Полученные таким образом слои обладают всеми недостатками высоколегированных полупроводников – малой подвижностью, повышенной разупорядоченностью, однако эти недостатки не превосходят тех, которые присущи аналогичным слоям, полученным другими способами легирования.

3. Данный способ содействует образованию легированных слоев, структура которых может перестраиваться в ходе дальнейших температурных обработок, однако ее можно стабилизировать кратковременным прогревом при невысоких (~ 300 °C) температурах.

Указанные недостатки в целом не снижают возможности широкого использования этого способа в производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем.

6.3. СИНТЕЗ И КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ, СТИМУЛИРОВАННЫЕ ОБЛУЧЕНИЕМ

Ускоренная кристаллизация аморфизованных слоев в присутствии металлической пленки. Отжиг (кристаллизация нагреванием) аморфизованных ионным облучением слоев полупроводников может быть резко ускорен в присутствии металлической пленки, находящейся в непосредственном контакте с АС. Рассмотрим ряд экспериментальных данных.

Аморфизация слоя кремния выполнялась путем имплантации ионами As^+ , Si^+ , P^+ с энергией в диапазоне 70–150 кэВ через пленку Al толщиной 300–700 Å. Затем проводился отжиг и анализ системы с помощью рас-

сеяния α -частиц на большие углы (обратное рассеяние). Спектр обратного рассеяния такой системы свидетельствует, что после отжига при 350 °С граница между Si и Al размывается, атомы Al и Si мигрируют вдоль начальной поверхности; после 350-градусной тепловой обработки АС кремния кристаллизуется (частично).

Обращает на себя внимание особенность, чрезвычайно интересная в плане технологических возможностей ионного легирования: примесь, содержащаяся в АС, в процессе отжига собирается у самой поверхности, граничащей с металлической пленкой. Это дает возможность получать сверхузкие и сверхрезкие распределения концентраций носителей заряда.

Установлено, что при повышении температуры аморфный полупроводник растворяется в металлической пленке до насыщения, при охлаждении возникает пресыщение и избыточные атомы полупроводника эпитаксиально встраиваются в слои, прилежащие к монокристаллической подложке. Энергетически такое изотермическое растворение и последующая кристаллизация обусловлены большей свободной энергией аморфного материала по сравнению с кристаллическим. Температура кристаллизации подобных систем существенно ниже температуры образования эвтектики полупроводник – металл, например: 300 °С для системы Ge–Al по сравнению с температурой эвтектики 424 °С; 400 и 840 °С соответственно для системы Si–Ag.

Синтез полупроводниковых соединений с помощью ионной бомбардировки. Наиболее яркой иллюстрацией эффективности радиационного стимулирования процесса является возможность получения полупроводниковых соединений и твердых растворов с помощью ионной бомбардировки. При торможении ускоренных ионов появляются пики смещения, внутри которых в течение времени $\sim 10^{-11}$ с возникают высокие давления ($\sim 10^4$ Н/см²) и температуры. Это создает принципиальную возможность использования синтеза при ионном внедрении для получения соединений, образование которых в равновесных условиях затруднительно либо невозможно.

Такие характеристики ионно-лучевого метода, как относительно низкая температура процесса, высокая степень чистоты, возможность вариации дозы и энергии, а также хороший контроль за дозой выгодно отличают метод синтеза при ионной имплантации от химических методов получения таких слоев.

Созданные ионной бомбардировкой соединения могут быть использованы в качестве маскирующих, изолирующих в МДП-структурах, рабочих (в гетеропереходах) и просто тонких полупроводниковых слоев из тугоплавких соединений.

Маскирующие свойства слоев кремния, облученных ионами азота. Рассмотрим один из возможных методов формирования защитных диэлектрических пленок методом ионной имплантации. Кремний *n*-типа облучался ионами N^+ с энергией 40 кэВ и плотностью тока $j = 2 \cdot 10^{-4}$ А/см² при комнатной температуре. Диффузантом служил кислород, после облучения образцы выдерживались в потоке сухого кислорода при температуре 1100 °С в течение часа. Диффузия кислорода констатировалась путем измерения толщины окисных пленок на эллипсометре. Начиная с дозы 10^{15} см⁻² толщина окисной пленки непрерывно уменьшалась, и после дозы $3 \cdot 10^{16}$ см⁻² она исчезала совсем (рис. 6.9). В данном случае сплошной слой стехиометричного соединения Si_3N_4 не образуется, а наблюдаемый эффект связан с возникновением нестехиометричной пленки нитрида кремния с ненасыщенными связями $Si = N$, устойчивыми к окислению.

При увеличении дозы облучения до 10^{18} см⁻² вырастает сплошная аморфная пленка Si_3N_4 толщиной ~ 1000 Å, имеющая характерный для аморфного нитрида кремния показатель преломления $n = 2,02$ и спектр ИК-поглощения (пик 11,8 мкм).

Свойства слоев SiC и границы раздела SiC–Si, полученных внедрением углерода в кремний. Ионная имплантация применима и для синтеза соединений из ковалентных полупроводников. Карбид кремния синтезировался на поверхности кремния *n*- и *p*-типа внедрением ионов углерода с энергией 40 кэВ при плотности тока $(10\text{--}15)10^{-6}$ А/см² и комнатной температуре. После облучения кристаллы отжигались в интервале температур 600–1000 °С.

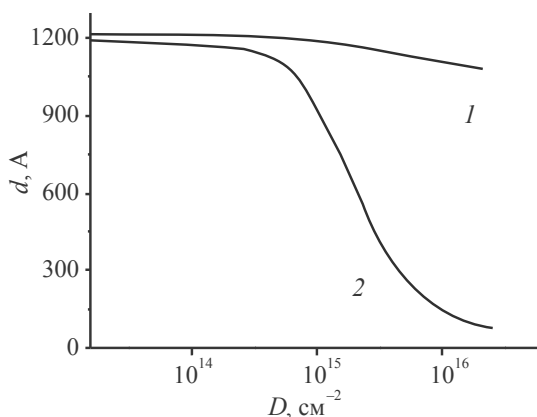


Рис. 6.9. Зависимость толщины пленки SiO_2 от дозы облучения ионами: 1 – Ag^+ ; 2 – N^+

Идентификация синтезированного SiC проводилась по спектрам ИК-поглощения и электронограммам на трансмиссию. На рис. 6.10 приведены данные об ИК-поглощении после внедрения и различных температур отжига.

Характерная особенность структуры – наличие поликристаллического β -SiC после отжига при температуре 850 °С. Эллипсометрические измерения дают показатель преломления для таких пленок $n = 2,26$ и толщину 1900 Å, что не противоречит данным о глубине поврежденного слоя Si ионами C^+ с энергией 40 кэВ.

Из анализа C – V -характеристик в зависимости от внедренной дозы ионов углерода были найдены условия получения границы раздела с плотностью состояний $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$. C – V -характеристики системы Al– β -SiC–Si стабильны, не имеют гистерезиса, выдерживают поля $10^6 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. Эти структуры нечувствительны к облучению электронами ($E = 1,2$ и $3,4$ мэВ) до доз 10^{16} см^{-2} , в то время как структуры Al–SiO₂–Si деградируют из-за накопления объемного заряда и роста плотности поверхностных состояний. Повышенная радиационная стойкость рассматриваемой структуры Al– β -SiC–Si связана с использованием ковалентного диэлектрика. Облучение при повышенных температурах давало возможность получить монокристаллические пленки SiC ($T_{\text{обл}} \geq 600 \text{ °С}$) как в процессе облучения, так при дальнейшем высокотемпературном отжиге.

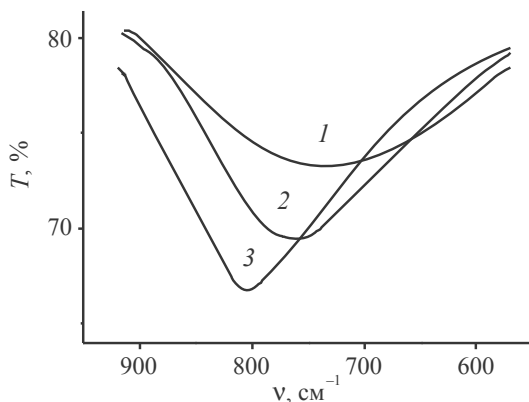


Рис. 6.10. Спектры пропускания образцов кремния, облученных углеродом:
 1 – $T_{\text{обл}} = 20 \text{ °С}$, $T_{\text{отж}} = 500 \text{ °С}$; 2 – $T_{\text{обл}} = 20 \text{ °С}$,
 $T_{\text{отж}} = 600 \text{ °С}$; 3 – $T_{\text{обл}} = 20 \text{ °С}$, $T_{\text{отж}} = 850 \text{ °С}$

Полученные структуры могут быть использованы в качестве гетеропереходов. Анализ зависимостей тока от напряжения в интервале температур 77–420 К показал, что прохождение тока через гетеропереход в основном определяется туннельными механизмами с участием граничных состояний.

Рост и кристаллизация в радиационном поле. Важным классом радиационно-стимулированных процессов являются кристаллизация полупроводниковых материалов и рост слоев (в частности, эпитаксиальных) в радиационном поле.

Эксперименты показывают, что как при кристаллизации объемных полупроводников и металлов, так и при росте эпитаксиальных слоев наложение радиационного поля, в частности γ -поля, улучшает структуру (уменьшает дефектность), увеличивает однородность распределения примеси и т. д. Данный эффект обусловлен взаимодействием генерируемых облучением компонентов пар Френкеля с собственными дефектами кристаллической решетки (дислокации, дефекты упаковки и т. д.), формирующимися как в процессе кристаллизации из расплава, так и при эпитаксиальном наращивании слоев. Вакансии и их скопления могут также служить центрами захвата атомов основных легирующих примесей, что способствует «рассасыванию» атмосфер Коттрелла (примесных облаков) вокруг дислокаций, дефектов упаковки. Указанные взаимодействия приводят как к улучшению структуры кристаллической решетки (уменьшению дефектности), так и к увеличению однородности электрофизических параметров полупроводниковых материалов. Эксперименты по росту монокристаллов на орбитальных станциях в космическом пространстве подтвердили правильность данных предпосылок.

7. ОТЖИГ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННЫХ СЛОЕВ

7.1. ИМПУЛЬСНЫЙ И ЛАЗЕРНЫЙ ОТЖИГ

Целью ионного внедрения в большинстве случаев является получение области, электрические свойства которой определялись бы только атомами примеси, занимающими вполне определенное положение в кристаллической решетке. В некоторых случаях установлена прямая связь между отжигом дефектов решетки и увеличением числа примесных атомов в узлах, с одной стороны, и возрастанием концентрации носителей в ионно-легированном слое – с другой. Наиболее четко она обнаруживается в случае кремния, легированного элементами V группы при комнатной температуре. Концентрация замещающих атомов сурьмы и концентрация носителей изменяются совершенно идентично. Резкое возрастание при 600 °С отражает эпитаксиальную рекристаллизацию аморфного слоя. В случае повышенных температур подложки (больше 300 °С) такая прямая связь между концентрацией замещающих атомов и концентрацией носителей отсутствует. Внедренные атомы сурьмы занимают узлы решетки непосредственно в процессе облучения и остаются в них при последующем отжиге, но их полная электрическая активность достигается лишь после отжига примерно при 800 °С. Высокая температура отжига оказывается необходимой во всех случаях, когда при ионном внедрении не образуется аморфный слой. Это объясняют образованием электрически активных дефектных центров, которые компенсируют легирующую примесь. Природа таких центров пока неизвестна; и в самом деле, температура отжига 800 °С значительно выше тех температур, которые обычно применяются при исследовании радиационных нарушений.

Что касается локализации атомов III группы в кремнии и германии, то здесь картина сложнее. Здесь часто обнаруживают одновременно и замещающие, и междоузельные атомы. При отжиге число замещающих атомов уменьшается, а междоузельных соответственно возрастает, т. е. замещающие атомы переходят в междоузлия. Наконец, при более высо-

ких температурах уменьшается и число междоузельных атомов, поскольку атомы таллия переходят в нерегулярные положения в кристалле, такие как центры преципитации.

Более сложными оказываются и *электрические* свойства атомов III группы в кремнии. Однако при комнатной температуре подложки и при больших дозах ионного легирования, когда образуется аморфный слой, наблюдается та же стадия резкого отжига при 600 °С. Кроме того, как и в случае V группы, для отжига требуется более высокая температура (~ 800 °С), если аморфный слой при ионном внедрении не образуется. В случае с бором картина оказывается более простой, поскольку сильное увеличение концентрации носителей вблизи 800 °С хорошо согласуется с переходом атомов бора в узлы решетки.

Для полупроводниковой технологии чрезвычайный интерес представляет такой метод отжига имплантированных слоев, при котором выполняются следующие требования:

нагреву подвергается только вполне определенный участок подложки, размеры которого составляют десятки и даже единицы микрон;

в пределах одной подложки разные участки можно контролируемо нагревать до разных температур, не затрагивая соседние области.

Поставленные задачи в принципе могут быть решены путем импульсного нагрева имплантированных областей мощными световыми или электронными лучами. Суть импульсного нагрева заключается в том, что при достаточно коротком импульсе излучения, полностью поглощающегося в приповерхностном слое толщиной 10^{-4} см, тепло не успевает распространяться вглубь за время действия импульса и температура слоя может быть значительно повышена относительно небольшой энергией. Последующая диссипация энергии (переход части энергии в энергию неупорядоченных процессов, в конечном итоге – в тепло) по всему объему не приведет к его заметному нагреву. Для этого длительность импульса не должна превышать долей микросекунд. Очевидно, что использование остросфокусированных лучей позволит проводить импульсный отжиг локально, не нагревая соседних участков.

Применение импульсного нагрева интересно и в тех случаях, когда длительность импульса составляет миллисекунды – характерная длительность импульсов ламп накачки и лазеров в режиме свободной генерации. В этом случае тепло успевает распространиться на большое расстояние, однако действие его кратковременно и менее опасно для подложки и окружающих элементов микросхем.

Повышение температуры не единственный фактор, действующий на имплантированные слои при импульсном отжиге. В определенных усло-

виях на результаты отжига влияют ионизация, ударные волны и закалка. Их учет необходим не только для правильного выбора режима лазерной обработки, но и для решения вопроса, в каких именно случаях ее следует применять.

Импульсный отжиг можно проводить, применяя широкий набор источников, начиная от лампы вспышки и кончая ускорителями частиц. Весьма перспективным является применение оптических квантовых генераторов (ОКГ) или лазеров. Использование лазеров дает определенные преимущества, поэтому представляет особый интерес для полупроводниковой микро- и нанoeлектроники.

7.2. ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ИМПЛАНТИРОВАННЫЕ СЛОИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОТЖИГЕ

Рассмотрим возрастание температуры, вызванное поглощением потока излучения, плотность которого недостаточна для плавления и испарения вещества. За время действия миллисекундных и наносекундных импульсов электроны и фононы в нагретом слое успевают испытать множество соударений, поэтому можно считать, что локальное равновесие существует в течение всего импульса.

Потери тепла из нагреваемого приповерхностного слоя обусловлены теплоотводом в глубь подложки переизлучением и конвекцией (если образец не находится в вакууме). В большинстве случаев можно считать, что потери энергии с поверхности в результате переизлучения и конвекции малы. Даже при высоких температурах тепловое излучение с поверхности твердой подложки не превышает 10^3 Вт/см², в то время как плотности потока лазерного излучения составляют 10^5 – 10^8 Вт/см². Исключения составляют только длительные импульсы излучения, сфокусированного в пятно малого диаметра. В этом случае тепло передается участку поверхности, значительно превышающему диаметр пятна, и полная излучаемая энергия может оказаться сравнимой с поглощаемой.

Реальная форма лазерного импульса существенно отличается от прямоугольной. Для многих типов лазеров импульс, нормированный на единицу в максимуме, имеет приблизительно одну и ту же форму, если рассматривать ее как функцию времени, отнесенного к длительности импульса. Это справедливо как для миллисекундных, так и для наносекундных импульсов. С учетом реальной формы импульса зависимость температуры от времени может быть представлена в виде обобщенных кри-

вых, пригодных для любого материала. Основные количественные характеристики воздействия лазерных импульсов приведены в табл. 7.1. При вычислении значений таких параметров, как глубина поглощения, скорость ионизации, принималось во внимание, что коэффициент поглощения ненарушенным кремнием излучения лазера на неодимовом стекле составляет $15\text{--}20\text{ см}^{-1}$. Для кремния, аморфизованного в процессе ионной бомбардировки, этот коэффициент возрастает до $(4\text{--}6)10^3 \cdot \text{см}^{-1}$.

Таблица 7.1

**Оrientировочные параметры, характерные
для основных способов импульсного отжига Si**

Параметр	Белый свет	Рубиновый лазер, $\lambda = 0,69\text{ мкм}$		Неодимовый лазер, $\lambda=1,06\text{ мкм}$	
		10^{-2}	10^{-3} 10^{-8}	10^{-3} 10^{-8}	10^{-3} 10^{-8}
Длительность импульса τ , с	10^{-2}	10^{-3}	10^{-8}	10^{-3}	10^{-8}
Мощность W , Вт/см ²	$5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^7$
Энергия E , Дж/см ²	500	200	0,5	300	0,5
Глубина поглощения, мкм	0,2–2	3	3	30–100*	0,5**
Глубина прогрева, мкм	100	50	1	50*	0,7**
Скорость ионизации, пар/см ² ·с	10^{27}	10^{28}	$2 \cdot 10^{30}$	10^{28**}	$2 \cdot 10^{30}$
Плотность ионизации, пар/атом	5	20	0,1	20*	0,1
Градиент температуры, град/см	$2 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{4*}$	$3 \cdot 10^6$
Скорость охлаждения, град/с	$5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{5*}$	10^9

* При дозе облучения ионами меньше дозы аморфизации.

** Излучение заметно поглощается только в аморфной области.

Установлено, что в кремнии под действием рубинового лазера в режиме модулированной добротности с максимальной мощностью 10 МВт прирост концентрации свободных носителей составляет около 10^{20} см^{-3} при интенсивности возбуждения $9 \cdot 10^{25}\text{ квант/см}^2\cdot\text{с}$. Это вызывает увеличение коэффициента поглощения ИК-излучения с $\lambda = 1,66\text{ мкм}$ до 10^3 см^{-1} . Толщина поглощающего слоя принята равной 6 мкм в соответствии с глубиной проникновения света рубинового лазера в кремнии. В арсениде галлия свет поглощается в слое толщиной всего 0,1 мкм, поэтому необходимо учитывать длину диффузии неравновесных носителей, которая сама зависит от уровня ионизации.

При поглощении света у поверхности большую роль в рекомбинации неравновесных носителей играют поверхностные состояния. В объеме при

высоких уровнях возбуждения доминирует оже-рекомбинация зона–зона (механизм рекомбинации в полупроводниках, при котором лишняя энергия передается другому электронному возбуждению).

Сильная ионизация изменяет зарядовые состояния внедренной примеси и радиационных дефектов и, следовательно, влияет на ход процессов, протекающих при отжиге имплантированных слоев.

Необходимо также отметить, что на лазерный отжиг аморфизованных слоев оказывает влияние выделение теплоты кристаллизации. Например, для германия теплота кристаллизации составляет $2,75 \pm 0,20$ ккал/г·атом. При толщине кристаллизующегося слоя 10^{-5} см выделение тепла достигает $0,84 \cdot 10^{-2}$ Дж/см², что составляет 10 % энергии лазера в режиме модулированной добротности. Кристаллизация аморфизованных ионной бомбардировкой слоев кремния заканчивается за время, соизмеримое с длительностью отжигающего импульса ($2 \cdot 10^{-8}$ с). Электрофизические характеристики легированной области после этого становятся такими же, как и в термически отожженных образцах. Следовательно, мощность, выделяемая при кристаллизации, также составляет 10 % от мощности лазерного излучения.

7.3. ЛАЗЕРНЫЙ ОТЖИГ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ СЛОЕВ КРЕМНИЯ

Рассмотрим экспериментальные данные по лазерному отжигу имплантированных слоев кремния с использованием как наносекундных, так и миллисекундных импульсов. Лазерный отжиг имплантированных слоев кремния проводился на материале КДБ-10, легированном ионами фосфора дозой $3 \cdot 10^{15}$ см⁻² с энергией 30 кэВ при температуре мишени 20 °С. Импульсное лазерное облучение осуществлялось при комнатной температуре в режиме одиночных импульсов с модуляцией добротности. Энергия в импульсе составляла 0,1–0,2 Дж при длительности $3\text{--}10^{-8}$ с. С помощью линзы световой пучок расфокусировывался с тем, чтобы освещалась вся поверхность образца. Диаметр светового пятна в плоскости образца – 10–15 мм.

Обнаружено, что одиночного лазерного импульса достаточно для отжига дефектов в имплантированных слоях и получения высокой концентрации свободных носителей (до $1,5 \cdot 10^{20}$ см⁻³). Электроногра-

фические исследования показали, что под действием лазерного импульса начинается рекристаллизация аморфизованных слоев. Одновременно с исчезновением сигнала от аморфной фазы в спектре ЭПР появлялась линия, обусловленная электронами проводимости в Si, легированном фосфором.

Сравнительные данные по измерению слоевой проводимости облученных ионами Si, Ge и GaAs после термического и лазерного отжига приведены в табл. 7.2. До отжига слои имели низкую проводимость, что характерно для сильно разупорядоченных полупроводников. После лазерного облучения и термического отжига наблюдались инверсия и резкий рост проводимости слоя. Сопоставление значений проводимости $\sigma_{\text{л}}$ и $\sigma_{\text{т}}$ показало, что проводимость слоев у образцов, отожженных лазерным лучом $\sigma_{\text{л}}$, выше по сравнению с $\sigma_{\text{т}}$. Указанная разница заметно уменьшалась при использовании повышенных температур термического отжига. Возможно, что максимальная температура на поверхности полупроводников, развивающаяся под действием лазера, превышала температуру используемого термического отжига. Этим, по-видимому, объясняется большее значение $\sigma_{\text{л}}$ по сравнению с $\sigma_{\text{т}}$. Результаты холловских измерений показали, что при лазерном отжиге между концентрацией носителей и подвижностью имеют место такие же соотношения, как и в слоях, легированных методами диффузии.

В случае большого коэффициента поглощения света эффективная толщина отожженного слоя может оказаться меньшей, чем после термического отжига. Это говорит о том, что уже на глубине 0,2–0,3 мкм температура не достигает 600 °C и, следовательно, на глубине 1 мкм подложка практически не нагревается. Аналогичная ситуация возникает, когда коэффициент поглощения излучения нарушенным слоем полупроводника велик, а монокристаллическим – мал. Это реализуется, например, для Si при $\lambda = 1,06$ мкм. После такого лазерного отжига облученных ионами слоев кремния активацию внедренной примеси не удастся получить на «хвосте» ее распределения по глубине. Дополнительный прогрев образца выявляет эту примесь (рис. 7.1).

Измерение спектральных зависимостей токов короткого замыкания фотопреобразователей, изготовленных с применением лазерного отжига, показывает, что время жизни носителей в базе не уменьшается. Это также свидетельствует о низкотемпературном прогреве базы при выбранных условиях обработки.

Таблица 7.2

Сравнительные данные по измерению слоевой проводимости ионно-легированных Si, Ge и GaAs после лазерной (σ_n) и термической (σ_t) обработки

№	Материал	ρ, Ом·см	Режим облучения			Режим лазерного облучения				Режим термо-отжига		σ _л ·10 ³	σ _т ·10 ³	σ _л / σ _т
			Тип иона	E, кэВ	Φ·10 ⁻¹⁶ см ⁻²	λ, мкм	I·10 ⁻⁷ Вт·см ⁻²	τ·10 ⁹ , с	T, °C	t, мин				
1	p-Si	7,5	P ⁺	210	0,06	1,06	2,5	15	800	30	20	11	1,82	
2	p-Si	7,5	P ⁺	120	0,06	1,06	2,5	15	800	30	19,3	9,2	2,1	
3	p-Si	7,5	Sb ⁺	120	0,6	0,69	2,5	20	800	30	14,5	6,5	2,23	
4	p-Si	7,5	Sb ⁺	100	0,6	1,06	2,5	15	800	30	29	28	1,035	
5	p-Si	7,5	B ⁺	30	0,06	0,69	2,5	20	800	30	4,9	3,6	1,36	
6	p-Si	7,5	B ⁺	30	0,6	0,69	2,5	20	800	30	78	12	6,5	
7	p-Si	7,5	B ⁺	30	6,0	0,69	2,5	20	800	30	81	11,7	6,92	
8	p-Si	7,5	B ⁺	30	60	0,69	2,5	20	800	30	70	8	8,75	
9	n-Si	7,5	B ⁺	30	0,06	0,69	2,5	20	1000	30	4,9	4,8	1,02	
10	n-Si	7,5	B ⁺	30	0,6	0,69	2,5	20	1000	30	78	51	1,53	
11	n-Si	7,5	B ⁺	30	6,0	0,69	2,5	20	1000	30	81	75	1,08	
12	n-Si	7,5	B ⁺	30	60	0,69	2,5	20	1000	30	70	42,5	1,65	
13	p-Ge	5,5	P ⁺	40	6,0	0,69	1,0	20	600	30	33	13,7	2,4	
14	p-Ge	5,5	Sb ⁺	40	0,6	1,06	0,5	15	600	30	18	15	1,2	
15	n-GaAs	10 ¹⁶	Zn ⁺	40	1,5	0,69	1,5	20	600	30	15	13	1,15	

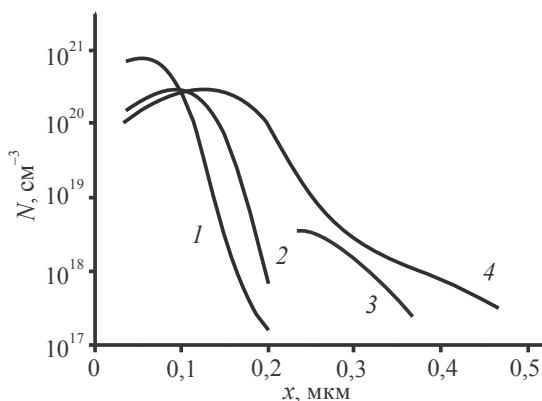


Рис. 7.1. Профили распределения концентрации носителей заряда по глубине в кремнии, облученном ионами P^+ ($D = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, $E = 100 \text{ кэВ}$):
 1 – распределение радиационных дефектов (теория);
 2 – лазерный отжиг ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, $\tau = 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, $W = 2,5 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$);
 3 – «хвост» распределения примеси по глубине;
 4 – термический отжиг ($T = 800 \text{ °C}$, 30 мин)

При отжиге имплантированных слоев миллисекундными лазерными импульсами решающим фактором является нагрев. Несмотря на то, что отжиг миллисекундными лазерными импульсами не исключает повышения температуры подложки, многие преимущества лазерного отжига сохраняются: возможность локального нагрева сфокусированным лучом, малая длительность ($\sim 10^{-3} \text{ с}$), чистота. Важно отметить, что мощные световые импульсы длительностью 10^{-3} с дают разрядные лампы, применяемые для накачки твердотельных лазеров. Это позволяет использовать их для импульсного отжига имплантированных слоев.

7.4. ЛАЗЕРНЫЙ ОТЖИГ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ СЛОЕВ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

После лазерного отжига ионно-имплантированного GaAs обнаружено, что одиночного импульса достаточно для отжига компенсирующих дефектов в имплантированных слоях и получения высокой концентрации свободных носителей заряда. Измерения электропроводности и эффекта Холла в сочетании с прецизионным по-

слои́нным травлением показали, что объёмная концентрация электронов в слое составляет 10^{18} см^{-3} при подвижности $1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. В тех случаях, когда бомбардировка приводила к аморфизации поверхности (внедрение при низкой температуре), облучение одиночным лазерным импульсом восстанавливало кристаллическую структуру. Увеличение количества импульсов до 10 не приводило к заметному изменению электрических характеристик образцов.

Распределение концентрации свободных носителей по глубине после лазерного отжига показано на рис. 7.2. Пороговая мощность отжига имплантированных слоев GaAs ниже, чем для Si, и составляет для наносекундных импульсов рубинового лазера около $3 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$. Частично данный факт объясняется большим коэффициентом поглощения GaAs. Локальный отжиг аморфизованного GaAs наносекундными импульсами можно использовать для оптической записи информации, поскольку аморфный слой обладает в инфракрасной области коэффициентом поглощения $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, а рекристаллизованный – $0,3\text{--}0,5 \text{ см}^{-1}$.

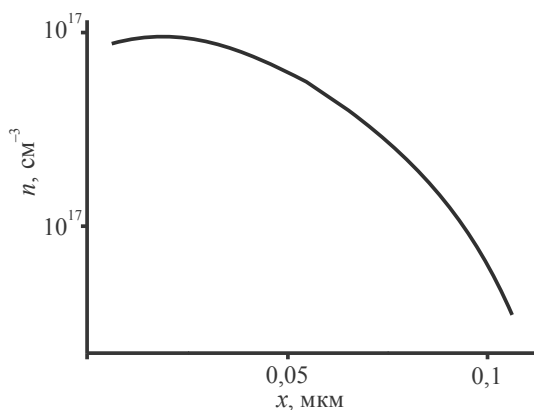


Рис.7.2. Распределение концентрации свободных электронов в GaAs, имплантированном ионами теллура после лазерного отжига

В целом выпрямляющие свойства p – n -переходов, полученных с применением лазерного отжига, достаточно высоки и для этого материала. При напряжении 1 В коэффициент выпрямления составляет $10^5\text{--}10^6$. Таким образом, метод лазерного отжига имплантированных слоев с успехом можно использовать для создания p – n -переходов без длительного нагрева базового материала.

7.5. ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИМЕСИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОТЖИГЕ

Вопрос о диффузии примеси при импульсном лазерном отжиге имплантированных слоев чрезвычайно интересен. Оценки показывают, что для характерных длительностей лазерных импульсов 10^{-3} с (режим свободной генерации) и 10^{-8} с (режим модулированной добротности) диффузионное смещение $(D\tau)^{1/2}$ основных примесей в кремнии не превышает 10^{-7} и 10^{-9} см, даже если температура слоя более 1000°C . В ряде экспериментальных работ не было обнаружено после лазерного отжига какого-либо расширения профиля распределения примесей, которое можно было бы связать со спецификой лазерного воздействия.

Наиболее вероятной причиной миграции примеси представляется ускорение диффузии, которое может быть обусловлено либо избыточной концентрацией вакансий, либо перемещением примеси по междоузлиям. Вакансионному механизму ускорения присущи выпуклые диффузионные профили с крутым обрывом, ибо по мере удаления от разупорядоченного слоя концентрация вакансий падает, и эффективная скорость диффузии быстро уменьшается. В случае междоузельной диффузии профили получаются вытянутыми, так как вакансии служат ловушками для примесных атомов и эффективная скорость диффузии последних растет по мере удаления от области, насыщенной избыточными вакансиями. Вероятнее всего, вблизи максимума нарушений ускорение диффузии связано с избыточной концентрацией вакансий, а «хвосты» обусловлены миграцией примеси по междоузлиям.

Изолированные разупорядоченные области и аморфный слой по-разному ведут себя при отжиге. В Ge изолированные разупорядоченные области отжигаются при температуре $\sim 200^\circ\text{C}$, а в Si – при температуре $\sim 300^\circ\text{C}$. Аморфный слой также имеет характерную температуру отжига, которая, однако, намного выше, а именно 600°C в кремнии и 400°C в германии. Заметим, что, хотя оба вида нарушений можно отжечь при температурах, значительно более низких, чем необходимо для диффузии примеси, при этом в слое еще остается некоторое количество точечных дефектов. Об этом свидетельствует рост дислокаций, который наблюдается в кремнии при температуре отжига выше 600°C .

Если ионное внедрение производится при температуре выше $\sim 300^\circ\text{C}$ для Si и выше $\sim 200^\circ\text{C}$ для Ge, то изолированные разупорядоченные области могут отжигаться прямо в процессе имплантации; это позволяет проводить ионное внедрение вплоть до очень больших доз без образования аморфного слоя.

Это объясняют образованием электрически активных дефектных центров, которые компенсируют легирующую примесь. Природа таких центров пока неизвестна; и в самом деле, температура отжига 800 °С значительно выше тех температур, которые обычно применяются при исследовании радиационных нарушений. Что касается локализации атомов III группы в Si и Ge, то здесь картина сложнее, так как часто обнаруживают одновременно и замещающие, и междоузельные атомы.

При отжиге число замещающих атомов уменьшается, а междоузельных соответственно возрастает, т. е. замещающие атомы переходят в междоузлия. Наконец, при более высоких температурах уменьшается и число междоузельных атомов, поскольку атомы примеси переходят в нерегулярные положения в кристалле, такие как центры преципитации.

Более сложными являются и электрические свойства атомов III группы в Si. Однако при комнатной температуре подложки и при больших дозах ионного легирования, когда образуется аморфный слой, наблюдается та же стадия резкого отжига при 600 °С. Если ионное внедрение производится при температуре выше ~ 300 °С для Si и выше ~ 200 °С для Ge, то изолированные разупорядоченные области могут отжигаться прямо в процессе имплантации; это позволяет проводить ионное внедрение вплоть до очень больших доз без образования аморфного слоя.

Более сложными оказываются и электрические свойства атомов III группы в Si. Однако при комнатной температуре подложки и при больших дозах ионного легирования, когда образуется аморфный слой, наблюдается та же стадия резкого отжига при 600 °С. Кроме того, как и в случае V группы, для отжига требуется более высокая температура (~ 800 °С), если аморфный слой при ионном внедрении не образуется. В случае бора картина оказывается более простой, поскольку сильное увеличение концентрации носителей вблизи 800 °С хорошо согласуется с переходом атомов бора в узлы решетки.

Путем отжига при достаточно высоких температурах влияние дефектов, введенных при ионном внедрении, можно заметно уменьшить. После подобного отжига у ионно-легированных слоев оказываются почти такие же характеристики, как и у монолитного сильно легированного кремния. Кроме того, при высоких температурах отжига становится достаточно большим коэффициент диффузии легирующих атомов, так что максимальная концентрация внедренных атомов в узлах решетки будет равна равновесной растворимости. Это позволяет использовать метод ионного внедрения для изучения различных характеристик, таких как растворимость, коэффициент диффузии, уровни энергии примесных атомов для широкого круга легирующих примесей.

8. ПОЛУЧЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ ИОННЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ

8.1. ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ СИНТЕЗА ПЛЕНОК

Интерес к этой теме обусловлен преимуществами, которые дает техника ионных и молекулярных пучков при нанесении тонких пленок на поверхность твердого тела. Известны и продолжают разрабатываться по крайней мере четыре способа получения тонких пленок с помощью ионных и молекулярных пучков:

1) внедрение ускоренных ионов в подложку в дозах, достаточных для формирования пленки нового соединения из внедренных атомов и атомов мишени. Внедрение может проводиться как при повышенной температуре, так и при комнатной (или ниже комнатной) с последующим отжигом;

2) внедрение ускоренных ионов в промежуточный нанесенный на подложку слой, который может находиться как в жидком, так и в твердом состоянии. Новая фаза растет в результате диффузии внедренных атомов к границе раздела: промежуточный слой – подложка. В том случае, когда слой находится в жидком состоянии, указанный метод фактически представляет собой жидкофазную эпитаксию с подпиткой расплава пучком;

3) осаждение пленок на поверхности твердого тела из ионных пучков малой энергии. Предполагается, что по сравнению с обычным вакуумным напылением при осаждении из ионных пучков в большей мере будут активироваться процессы миграции и взаимодействия атомов на поверхности роста, что улучшит структуру и однородность пленок;

4) эпитаксия из молекулярных пучков (ЭМП). От обычного вакуумного напыления ЭМП отличается высокой степенью контроля за составом и интенсивностью молекулярных пучков, тщательной подготовкой подложки, проведением всего процесса в глубоком вакууме, контролем

за качеством растущей пленки без разгерметизации рабочего объема и соответствующей корректировкой режимов получения пленок.

Формально ЭМП трудно отнести к радиационным методам, поскольку частицы в пучке обладают тепловой энергией и получение пленок не сопровождается радиационными эффектами. Однако в техническом отношении ЭМП имеет много общего с ионно-лучевой технологией, прежде всего в способах контроля пучков, в ионной очистке поверхности перед эпитаксией, в применении протонографии и обратного рассеяния легких ионов для анализа состояния поверхности. Более того, ЭМП не исключает предварительной ионизации атомов и молекул в пучке, очистки их масс-спектроскопическими методами и последующего торможения или нейтрализации в непосредственной близости от подложки. С учетом изложенного, а также принимая во внимание развитие ЭМП в последние годы и ее важность для нанoeлектроники, перспективность данного метода не вызывает сомнений.

8.2. СИНТЕЗ СОЕДИНЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ИОННОГО ВНЕДРЕНИЯ

Особенности синтеза путем ионного внедрения. На протяжении последних лет ионная имплантация неоднократно и успешно применялась для синтеза различных соединений. Интерес к ионному синтезу объясняется тем, что помимо широко известных технических преимуществ ионно-лучевых методов ионное внедрение обладает также весьма ценными физическими особенностями. В первую очередь следует отметить тот факт, что при торможении ускоренных ионов образуются пики смещения, внутри которых в течение времени $\sim 10^{-11}$ с возникают очень высокие давления ($\sim 10^8$ Па) и температуры. Это указывает на потенциальную возможность использования ионного синтеза для получения соединений, образование которых в равновесных условиях протекает с трудом.

Ионному синтезу присущи следующие особенности:

1. Образование новых фаз наблюдается в широком интервале доз, включая и малые, когда средняя концентрация внедренного компонента далека от стехиометрической. В полупроводниках новые молекулярные комплексы возникают уже при дозах $10^{14} - 10^{15}$ см⁻² и температуре облучения 20 °С.
2. Новые соединения образуются путем возникновения элементарных молекулярных комплексов, характерных для новой фазы синтезируемого вещества.

3. Длительный постимплантационный отжиг при повышенной температуре является, как правило, необходимым условием упорядочения структуры. В процессе отжига идет интенсивное перераспределение внедренных атомов.

4. Структура подложки оказывает большое влияние на кристаллизацию нового соединения даже в тех случаях, когда постоянные решетки базового материала и синтезируемого вещества не совпадают.

5. При ионном синтезе важную роль играет скорость набора дозы (плотность тока ионного пучка).

Ионный синтез можно успешно использовать для получения самых разнообразных диэлектрических, полупроводниковых и проводящих покрытий. Следует также указать на некоторые недостатки и ограничения ионного синтеза и обозначить возможные пути их устранения.

Наиболее негативное последствие ионного внедрения – образование радиационных дефектов, для отжига которых во многих случаях приходится применять высокотемпературную обработку. Высокотемпературный нагрев образцов нежелателен по многим причинам, и в различных лабораториях ведутся исследования, ставящие своей целью избежать отжига или, по крайней мере, снизить его температуру. Стимулирование отжига одновременным воздействием температуры и облучения легкими частицами показало, что электронное и протонное облучение заметно ускоряют восстановление разупорядоченных слоев Si и GaAs.

Несомненно, заслуживает внимания и внедрение ионов при высоких температурах. Традиционная схема ионного внедрения – облучение при относительно низкой температуре и последующий отжиг при высокой – далеко не всегда оправдана. Так, путем внедрения ионов алюминия и фосфора в арсенид галлия при температуре около 500 °C удалось получить соответствующие тройные соединения без дополнительного отжига. В случае внедрения алюминия в арсенид галлия при комнатной температуре потребовался дополнительный отжиг при 900 °C для получения $Al_xGa_{1-x}As$. В дальнейшем высокотемпературным ионным внедрением были синтезированы тройные соединения типа A_3B_5 и варизонные структуры (с изменяющейся шириной запрещенной зоны). Не исключено, что в процессе синтеза соединений при повышенной температуре важную роль играют динамические свойства дислокаций.

Наконец, весьма перспективно использование лазерного нагрева. Как показывают опыты, отжиг компенсирующих дефектов и восстановление кристаллической структуры под действием наносекундных лазерных импульсов протекают за столь малое время, что тепло не успевает распространиться по кристаллу, и нагреву подвергается слой толщиной порядка

1 мкм. Лазерный отжиг может оказаться особенно полезным при синтезе легко разлагающихся соединений.

Вторая трудность, с которой приходится сталкиваться при ионном синтезе, заключается в том, что наряду с нужным соединением из тех же элементов могут образовываться и соединения нежелательного состава. Так, внедрение в арсенид галлия ионов азота до дозы $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ не приводило к образованию GaN, хотя имелись доказательства, что весь внедрявшийся азот находился в образце. Возможно, что восстановление структуры GaAs и образование молекул N₂ (или каких-либо комплексов) оказалось энергетически более выгодным, чем образование GaN. В подобных случаях необходимо стимулировать синтез требуемого соединения. Есть основание предполагать, что наблюдаемый в определенных условиях эффект скапливания вблизи поверхности примесных атомов возможно разогнать пиками смещения, повысить таким образом пресыщение внедряемым компонентом и сдвинуть протекание реакций синтеза в нужном направлении.

Другая возможность управления реакциями – обеднение поверхностных слоев одним из компонентов (увеличение концентрации вакансий нужного типа). Например, синтез GaAs_{1-x}P_x путем внедрения фосфора в GaAs облегчается, если предварительно отжечь в вакууме образцы арсенида галлия с тем, чтобы испарить некоторое количество мышьяка и повысить концентрацию мышьяковых вакансий. Аналогичным образом концентрацию вакансий в одной из подрешеток можно повысить внедрением ионов, составляющих другую подрешетку.

Синтез соединений путем ионного внедрения компонентов в промежуточный слой. Рост новой фазы при внедрении компонентов в промежуточный слой происходит в результате диффузии внедренных атомов к границе слой – подложка. Это исключает образование радиационных дефектов в подложке и в принципе позволяет получать границу раздела подложка – синтезированная пленка со свойствами, характерными для обычных эпитаксиальных методов выращивания гетероструктур. Состав синтезируемого соединения будет зависеть от режима роста и в общем случае может включать внедренные атомы, атомы вещества промежуточного слоя и атомы подложки, если последние способны проникать в промежуточный слой вследствие растворения и диффузии.

Осаждение пленок из ионных пучков. Одна из проблем при осаждении пленок из ионных пучков – сравнительно небольшие скорости роста. Действительно, при ионном токе порядка 100 мкА/см² в идеаль-

ном случае для образования одного монослоя потребуется время около 1 с. На самом же деле на подложке конденсируется лишь какая-то доля от всех поступающих из пучка ионов. Существенные потери возникают из-за отражения ионов от поверхности, катодного распыления, реиспарения и других факторов. Поэтому прогресс в этой области зависит как от развития физических представлений о механизмах конденсации пленок из ионных пучков, так и от создания специальных сильноточных ионно-лучевых установок. Обычные ионные пушки, применяемые для имплантации, малоприспособны для ионного осаждения.

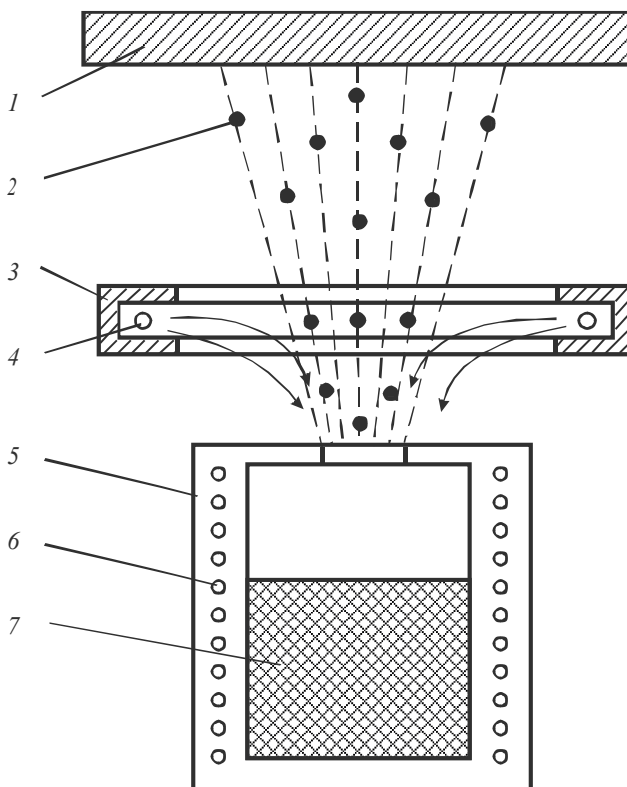


Рис. 8.1. Схема установки для ионного осаждения с ионизацией кластеров:
1 – подложка; 2 – кластеры; 3 – ионизатор; 4 – катод;
5 – тигель; 6 – нагреватель; 7 – испаряемое вещество

Для повышения скорости роста пленок плотность ионного тока необходимо увеличивать. Однако получение больших плотностей тока низкоэнергетических ионов само по себе трудно, кроме того, большие ионные токи перегревают подложку. В связи с этим большой интерес представляет метод осаждения тонких слоев, при котором ионизации подвергаются не отдельные атомы, а целые кластеры испаряемого вещества, содержащие большое количество атомов или молекул. Схематически установка показана на рис 8.1. Из нагреваемого источника вылетают микрочастицы разных размеров, которые ионизируются при столкновении с электронами, эмиттируемыми кольцевым катодом. Поскольку наиболее вероятно однократная ионизация, для многоатомных частиц соотношение заряд – масса получается низким. Это дает возможность существенно увеличить фактическую плотность пучка и соответственно скорость осаждения. В то же время при использовании данного метода сохраняется ряд преимуществ ионно-лучевой технологии.

Более тщательно следует подходить к подготовке рабочей поверхности подложки. Именно благодаря кардинальному улучшению вакуумной гигиены и очистки подложки достигнуты большие успехи в получении тонких слоев эпитаксией из молекулярных пучков. По-прежнему остается нерешенной проблема создания простых и удобных источников ионов малых энергий с большой плотностью ионного тока и масс-сепарацией. Однако при соблюдении всех прочих условий, касающихся чистоты вакуумного объема, поверхности подложки, тиглей и веществ, хороших результатов можно добиться и без применения масс-сепараторов.

8.3. ЭПИТАКСИЯ ИЗ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ

Под эпитаксией из молекулярных пучков понимают эпитаксиальное выращивание пленок полупроводниковых соединений при взаимодействии молекулярных пучков с кристаллической подложкой в условиях сверхвысокого вакуума. ЭМП представляет собой развитие на гораздо более высоком уровне хорошо известного метода вакуумного напыления. Отличительными особенностями ЭМП являются:

- 1) сверхвысокий вакуум (10^{-7} – 10^{-9} Па);
- 2) непрерывный качественный и количественный контроль за молекулярными пучками;
- 3) возможность быстрого прекращения и возобновления подачи молекул компонентов и примесей, позволяющая создавать периодические структуры с шагом порядка 10 \AA ;

4) тщательная подготовка рабочей поверхности непосредственно в вакуумном объеме;

5) контроль за составом растущей пленки без нарушения условий высокого вакуума.

Развитию ЭМП во многом способствовали работы по исследованию взаимодействия пучков Ga и As с поверхностью арсенида галлия. Установлено, что адсорбция и десорбция атомов галлия характеризуются зависящей от температуры константой τ :

$$\tau_{\text{Ga}} = 2,5 \cdot 10^{-14} \exp\left(\frac{2,6 \pm 0,2}{kT}\right) \text{ с на (111) GaAs.} \quad (8.1)$$

Величина τ_{Ga} представляет собой среднее время пребывания атомов галлия на поверхности подложки. Например, при 885 К это время составляет 10 с на плоскости (111) GaAs. Поведение мышьяка оказалось более сложным. При температурах выше 500 К в отсутствие атомов галлия мышьяк вообще не осаждался на подложке. Если же галлий предварительно наносился на рабочую поверхность, то коэффициент захвата мышьяка был пропорционален количеству сконденсированного свободного галлия. Отсюда сделан вывод, что мышьяк может адсорбироваться на горячей поверхности GaAs только при условии, что он прореагирует с атомами галлия. Иными словами, для получения стехиометрической пленки GaAs из пучков молекул мышьяка и галлия достаточно подавать в избытке мышьяк.

Благодаря описанному подходу удалось достичь значительных успехов в синтезе стехиометрических пленок двойных и тройных полупроводниковых соединений. В особенности это относится к соединениям типа A_3B_5 . В настоящее время полученные с помощью ЭМП пленки GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ по своим электрическим и оптическим свойствам сравнимы с высококачественными материалами, выращенными обычными методами. Другой важный фактор, способствовавший развитию ЭМП, – разработка удобных и надежных сверхвысоковакуумных систем и методов контроля за пучками и растущей пленкой без разгерметизации рабочего объема.

Пленки арсенида галлия и тройных соединений на его основе выращиваются обычно при температурах 500–600 °С. Скорость роста лимитируется поступлением атомов галлия, она может быть выражена уравнением

$$R = \alpha F_{\text{Ga}}, \text{ мкм/ч,} \quad (8.2)$$

где $\alpha = (6,18 \cdot 10^{14})^{-1}$; F_{Ga} – плотность потока атомов Ga, см^{-2} .

Для получения легированных пленок с требуемыми электрофизическими свойствами одновременно с подачей основных компонентов из дополнительных тиглей испаряется примесь в соответствии с заранее рассчитанным режимом. Здесь возникают определенные трудности, так как на результате легирования сказывается не только растворимость примеси, но и ее способность адсорбироваться на поверхности и встраиваться в решетку. Кроме того, поведение амфотерных примесей (например, германия) зависит от соотношения интенсивностей пучков основных компонентов – галлия и мышьяка.

Все примесные элементы можно разделить на два класса: с высоким коэффициентом захвата ($S = 1$) и с низким ($S < 1$). К примесям с высоким коэффициентом захвата относят Si, Ge, Sn, Mn, Te. С их помощью достигается концентрация свободных носителей заряда того или иного знака порядка $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Оптимальная интенсивность подачи порядка $10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Примеси с низким коэффициентом захвата (Zn, C, Mg) плохо адсорбируются на горячей поверхности арсенида галлия, поэтому интенсивность их подачи должна на несколько порядков превышать интенсивность пучков примесей с $S = 1$. Так, в экспериментах по легированию пленок $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ магнием интенсивность магниевого пучка составляла $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а интенсивность пучков галлия и мышьяка 10^{15} и $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. Цинк считается непригодным для легирования пленок GaAs, получаемых по методу ЭМП, из-за малой энергии адсорбции (1,37 эВ). При температуре подложки 500°C для поддержания на поверхности приемлемой концентрации атомов цинка интенсивность его подачи должна достигать $2,6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что эквивалентно давлению $1,6 \cdot 10^2 \text{ Па}$.

В нелегированных пленках, полученных методом ЭМП, концентрация и подвижность носителей задаются остаточными примесями, содержащимися в испаряемых исходных материалах. Для пленок арсенида галлия максимально зарегистрированная подвижность электронов при комнатной температуре составляла $7600 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при концентрации $N_d - N_a = 1,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В пленках p -типа с $N_a - N_d = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ подвижность дырок при комнатной температуре была $360 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Полученные величины сравнимы с теми, которые дает жидкостная эпитаксия.

При выращивании тонких пленок любым методом всегда возникает проблема переходного слоя и однородности свойств пленок по толщине. Установлено, что на границе «подложка – пленка» существует высокоомный слой толщиной около $0,2 \text{ мкм}$ (рис. 8.2). Высокоомные слои образуются также каждый раз, когда прекращается подача компонентов, а подложка продолжает оставаться при высокой температуре (560°C).

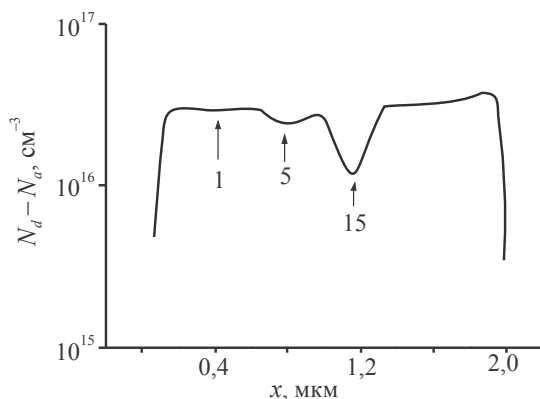


Рис. 8.2. Концентрационный профиль в пленке GaAs, полученной с прерыванием процесса роста на 1; 5 и 15 мин, в течение которых подложка оставалась нагретой до 560 °C

Чем длительнее была пауза, тем более высокоомной оказывалась переходная область в пленке, выращенной впоследствии. Это связано с испарением мышьяка из пленки, перестройкой поверхностных слоев, загрязнением поверхности углеродом.

Образование переходного слоя на границе «пленка – подложка» можно исключить путем дополнительного легирования на начальных стадиях роста. Процесс роста пленки необходимо вести без остановок. Если емкости одной пары тиглей недостаточно для синтеза пленки нужной толщины, следует предусмотреть еще несколько испарителей, чтобы подключить их по мере необходимости.

Возможности применения ЭМП для создания приборных структур во многом зависят от того, насколько точно и управляемо удастся легировать пленки при их выращивании. В идеальном случае при равномерном испарении примесного вещества профиль легирования должен представлять собой прямоугольник, ширина которого определяется скоростью роста пленки и моментами включения и выключения примесного пучка. Практически же из-за диффузии профили размываются, и тем больше, чем больше температура подложки (рис. 8.3).

Приведенные результаты убедительно свидетельствуют о том, что ЭМП является весьма перспективным методом для создания полупроводниковых приборов различного назначения. Исследование свойств барьеров Шоттки и p – n -переходов на основе GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, полученных методом ЭМП, показали, что свойства таких переходов не уступают соответствующим свойствам приборов, изготовленных с помощью жидкостной или газо-

транспортной эпитаксии. В качестве иллюстрации на рис. 8.4 показаны прямая и обратная ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) мезадиода диаметром 100 мкм, вытравленного в пленке арсенида галлия, содержащей p - n -переход, созданный в процессе выращивания по методу ЭМП. В дальнейшем с помощью молекулярной эпитаксии были изготовлены лавинно-пролетные диоды, варакторы, смесительные диоды, полевые транзисторы на барьере Шоттки и другие типы приборов.

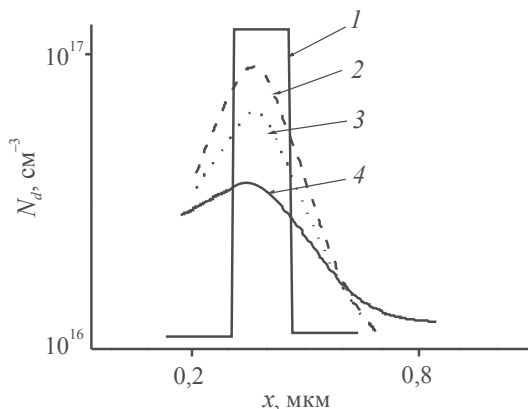


Рис. 8.3. Теоретический (1) и экспериментальные (2–4) профили концентрации доноров при легировании GaAs оловом (температура роста, °C: 2 – 550; 3 – 580; 4 – 615)

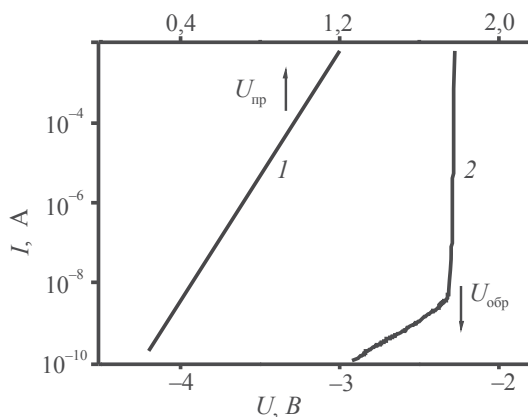


Рис. 8.4. Прямая (1) и обратная (2) ветви ВАХ p - n -перехода в пленке GaAs, полученной методом ЭМП

Особо следует выделить планарную технологию ЭМП. Суть ее заключается в том, что рабочая поверхность подложки из арсенида галлия покрывается пленкой SiO_2 толщиной 2000 Å, в которой вытравливаются окна требуемой конфигурации. Затем на всю рабочую поверхность направляются пучки компонентов и примеси. В местах, защищенных пленкой SiO_2 , вырастает высокоомный поликристаллический арсенид галлия (рис. 8.5).

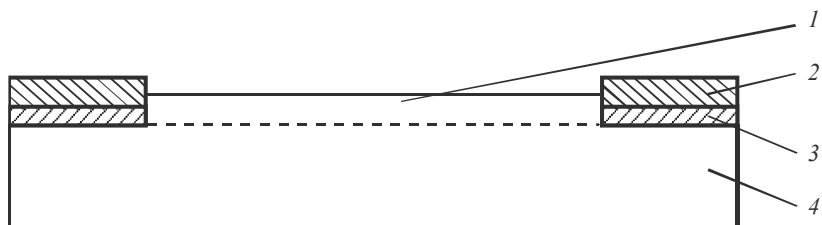


Рис. 8.5. Планарная структура, полученная с помощью ЭМП:

- 1 – эпитаксиальная монокристаллическая пленка GaAs;
- 2 – высокоомный поликристаллический GaAs; 3 – пленка SiO_2 ;
- 4 – подложка из полупроводникового GaAs

Присутствие примесей в концентрации до 10^{18} см^{-3} не снижает сопротивления поликристаллического материала. В окнах подложка оказывает ориентирующее действие, и в этих местах вырастают монокристаллические участки GaAs с нужными свойствами. В результате получается планарная система из активных областей и окружающего их полупроводникового слоя. Разница в уровнях плоскостей монокристаллических участков и поликристаллического слоя – в толщине пленки SiO_2 (2000 Å), а для пленок GaAs толщиной в несколько микрон она практически незаметна.

Наряду с элементами микроэлектроники ЭМП позволяет создавать и полупроводниковые оптоэлектронные устройства. Результаты, достигнутые с помощью ЭМП за сравнительно небольшое время, настолько впечатляющи, что можно с уверенностью ожидать дальнейшего быстрого прогресса в этой области.

9. ПОЛУЧЕНИЕ СТРУКТУР МЕТОДАМИ ТЕРМИЧЕСКОГО ИСПАРЕНИЯ И ИОННО-ПЛАЗМЕННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

Большое место в полупроводниковой технологии занимают процессы, связанные с нанесением на поверхности структур тонкопленочных покрытий и их удалением в вакууме. Эти процессы основаны на молекулярно-кинетических явлениях в разреженных газах.

Существует два основных метода осаждения тонких пленок: термическим испарением и катодным распылением. При термическом испарении осаждаемое вещество нагревается до температуры испарения и его пары конденсируются на подложке. При катодном распылении осаждаемое вещество находится при комнатной температуре и бомбардируется низкоэнергетичными ионами из плазмы газового разряда. Распыленные атомы достигают подложки и конденсируются на ней. Оба метода используют для осаждения проводящих, резистивных и диэлектрических пленок. Качество тонкопленочных покрытий во многом зависит от глубины вакуума в рабочей камере и соотношения потоков молекул остаточного газа и испаряемого вещества на поверхность подложек. При термическом испарении элементов и сплавов используют однотигельные и многотигельные способы.

Усовершенствованием катодного распыления является метод ионно-плазменного распыления и его модификации, которые составляют основу так называемой технологии «сухой» обработки полупроводниковых структур, позволяющей исключить применение жидких химических травителей и растворителей при фотолитографической обработке тонкопленочных покрытий.

При изготовлении ПП и ИМС термическое испарение и ионно-плазменные процессы используют для создания омических переходов, пассивных элементов тонкопленочных схем, межэлементной изоляции и коммутации. Для оценки качества тонкопленочных покрытий контролируют их толщину и структуру.

9.1. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕРМИЧЕСКОГО ИСПАРЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

Термическое испарение производят в глубоком вакууме, поэтому технологический процесс в первую очередь определяется конструкцией вакуумного оборудования. На рис. 9.1 показана схема вакуумной системы напылительной установки. Она включает в себя рабочую камеру колпакового типа 1 с объемом до $0,5 \text{ м}^3$, в которой размещаются полупроводниковые структуры 2 на планетарном, карусельном или барабанном держателе, испаритель 4 и заслонка 3.

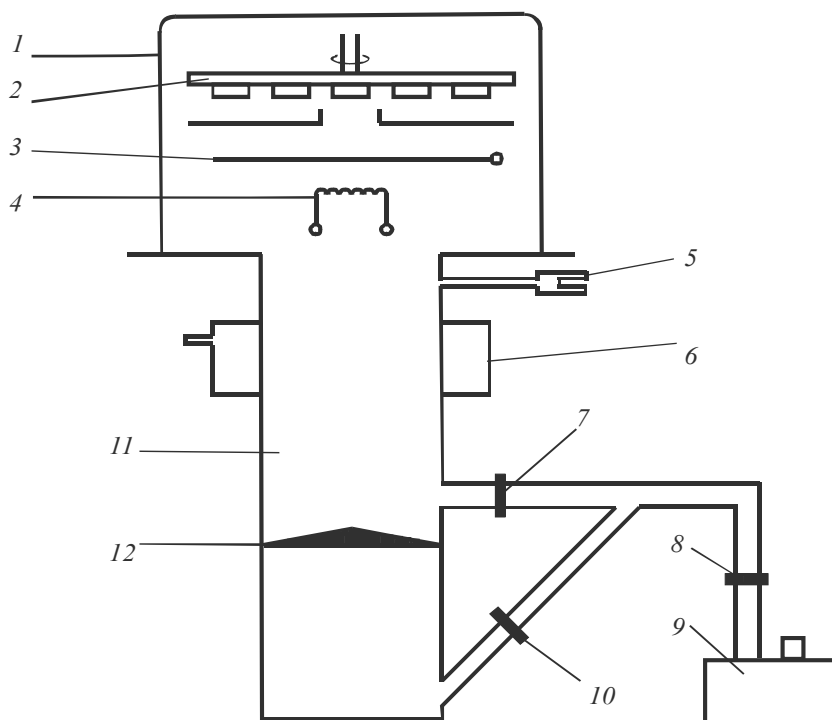


Рис. 9.1. Схема вакуумной установки для напыления:
1 – рабочая камера; 2 – полупроводниковые структуры; 3 – заслонка;
4 – испаритель; 5 – манометры; 6 – ловушка ; 7 – кран;
8 – электромагнитный клапан; 9 – форвакуумный насос;
10 – кран; 11 – диффузионный насос; 12 – клапан

Измерение давления до 10^{-1} Па производят термопарным манометром, а ниже 10^{-1} Па – ионизационным, которые объединены в одном приборе 5. Предварительный вакуум достигается с помощью форвакуумного насоса 9 при закрытом клапане 12 диффузионного насоса 11 и закрытом кране 10. Кран 7 и клапан 8 открыты. По достижении давления ~ 10 Па кран 7 закрывают и открывают кран 10 и клапан 12, в результате чего осуществляется откачка диффузионным насосом. В случае аварийного отключения форвакуумного насоса срабатывает электромагнитный клапан 8, предохраняя систему от натекания в нее атмосферного воздуха через неработающий форвакуумный насос. Для конденсации паров масла и остаточных газов служит ловушка 7, наполняемая жидким азотом. В настоящее время все шире используют безмасляную откачку с применением турбомолекулярных и гетероионных насосов, позволяющих достигать разрежения до 10^{-9} Па.

Типы испарителей. Термическое испарение материалов производят из испарителей косвенного подогрева – проволочных (W, Ta), ленточных (Mo, Ta) или тигельных (кварц, графит, стеклографит, керамика). Эти материалы слабо взаимодействуют со многими испаряемыми веществами и не загрязняют молекулярный поток. Форма испарителей зависит от агрегатного состояния испаряемого материала. Порошкообразные вещества испаряют из тиглей и лодочек, что особенно удобно для несмачивающихся материалов. Для испарения крупнозернистых порошков используют проволочные спиральные конические испарители. Если испаряемый металл относится к числу смачивающих, то применяют ленточные или спиральные проволочные испарители. Металл навешивают на них в виде гусариков или навивают тонкой проволочной спиралью. Подложки обычно располагают над испарителем, что предотвращает случайное попадание на них капель расплавленного вещества. Заслонка 3 (см. рис. 9.1) играет важную технологическую роль, так как позволяет точно контролировать длительность процесса осаждения покрытия и препятствует попаданию на подложки летучих загрязнений, содержащихся в испаряемом веществе, в начальный момент испарения. Для образования равномерного по толщине покрытия карусель и подложки на ней вращаются над испарителем.

Конденсация пара на подложке. Начальный рост пленок в вакууме состоит из трех этапов: конденсация атомов пара на подложке, образование многоатомных зародышей и превращение зародышей в большие агрегаты. Адсорбированные атомы мигрируют по поверхности и при столкновении друг с другом образуют скопления, в которых действуют межатомные силы связи, определяемые энергией конденсации, поэтому та-

кие агрегаты (дублеты, триплеты и др.) обладают повышенной стабильностью. При малых размерах агрегатов отношение их поверхности к объему велико, поэтому велика их поверхностная энергия, что обуславливает увеличение давления пара над поверхностью и вызывает диссоциацию скопления. Существует критический размер скоплений, при котором их устойчивость минимальна. Добавление атома к такому критическому скоплению (зародышу) приводит к его стабилизации, и зародыш приобретает тенденцию к росту. Удаление одного атома вызывает распад критического зародыша.

Кроме адсорбции, приводящей к окончательному оседанию атома паровой фазы на подложке, может происходить отражение атома сразу после удара и его реиспарение через некоторое время после адсорбции. Вероятность испарения атомов с подложки тем больше, чем выше ее температура и ниже температура испарения веществ.

Для каждого вещества существует критическая температура подложки, выше которой атомы молекулярного потока полностью отражаются от подложки. Энергия теплового движения, которую атомы приобретают от подложки, превышает энергию их связи с поверхностью, миграция оказывается незначительной, скопления не образуются, и атомы испаряются с подложки. Увеличение плотности молекулярного потока приводит к тому, что атомы, испаряющиеся с подложки, захватываются частицами молекулярного потока и, вновь осаждаясь на подложке, образуют ядра конденсации. Кроме того, с увеличением плотности потока уменьшается длина пути, необходимая мигрирующим атомам для объединения в критические зародыши.

9.2. КАТОДНОЕ РАСПЫЛЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ

Тлеющий разряд. Для образования ионов, используемых при бомбардировке поверхности распыляемой мишени, между анодом и катодом в вакуумной камере создают тлеющий разряд. Он характеризуется наличием двух основных областей: небольшой по протяженности прикатодной, в которой сосредоточено основное падение потенциала, называемое катодным падением потенциала, и области столба разряда, представляющей собой сильно ионизированный газ – плазму с высокой проводимостью и поэтому малым падением потенциала. При сближении электродов анода и катода в первую очередь уменьшается протяженность положительного столба разряда. Электроны могут выходить из катода под действием фотоэмиссии. Для увеличения плотности

эмиссии электронов применяют термоэмиссионные катоды. В сильном электрическом поле катодного падения потенциала электроны набирают энергию, определяемую напряженностью электрического поля и их подвижностью в данной области. Возбуждение молекул газа при столкновении с электронами вызывает появление свечения, а ионизация ведет к образованию положительных ионов газа. Ионы устремляются к мишени, на которую подан отрицательный потенциал относительно плазмы разряда, и распыляют ее.

Механизм распыления. Явление физического распыления обусловлено передачей ускоренным ионом атому мишени энергии, превышающей пороговую энергию смещения, последующим перемещением атома в направлении к поверхности мишени и вылетом из нее. Основным механизмом катодного распыления является процесс передачи импульса либо путем непосредственного столкновения ускоренного иона с атомом мишени, либо путем ряда вторичных столкновений первично смещенных атомов.

Очевидно, что при нормальном падении ионного пучка на мишень распыление может происходить только при последовательных вторичных столкновениях. Физическое распыление вещества количественно характеризуется коэффициентом распыления K (ат/ион) – числом атомов, выбиваемых из мишени одним падающим на нее ионом. Коэффициент распыления является величиной статистической и определяется интегральным соотношением

$$K = N_p / N, \quad (9.1)$$

где N_p – число атомов мишени, распыленных с единицы поверхности при облучении ее потоком ионов с дозой N .

Распыление изотропных веществ подчиняется закону косинуса:

$$K(\alpha) = K(0)/\cos \alpha, \quad (9.2)$$

где $K(0)$ – коэффициент распыления при нормальном падении иона на поверхность мишени, при $\alpha = 0$ (α – угол падения ионов относительно нормали к поверхности). На рис. 9.2 показана зависимость $K(\alpha)$ для случая распыления ионами Ag мишеней из Al, Ti, Ta и Ag. При нормальном падении коэффициент распыления пропорционален энергии, рассеиваемой ионом в поверхностном слое вещества, в пределах которого упругие столкновения с атомами приводят к распылению. С увеличением угла падения число смещенных атомов, достигающих поверхности и способных покинуть кристалл, увеличивается, так как области смещений располагаются под малым углом к поверхности. Из геометрических рассуждений следует, что число распыленных атомов возрастает в $1/\cos \alpha$ раз.

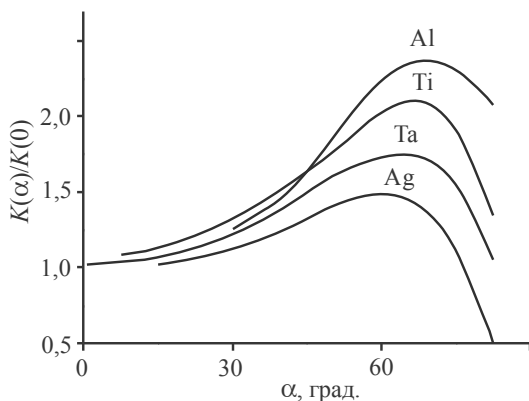


Рис. 9.2. Зависимость K от угла падения пучков ионов

Увеличение от 60 до 90° приводит к падению K до нуля вследствие преобладания отражения ионов от поверхности. Значение угла, при котором наблюдается максимум коэффициента распыления, зависит от типа иона, материала мишени и энергии:

$$\alpha_{\max} = \frac{\pi}{2} - \sqrt{\frac{5\sigma_{\alpha}N_2^{2/3}Z_1Z_2E_R}{E(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})}}, \quad (9.3)$$

где σ_{α} – сечение экранирования, см²; Z_1 – заряд иона; Z_2 – заряд атома мишени; $E_R = 13,6$ эВ – энергия Ридберга.

Угловые зависимости коэффициента распыления одинаковы для поликристаллов и монокристаллов, так как при бомбардировке образуется большое число радиационных нарушений. Если при распылении монокристаллов происходит отжиг образующихся нарушений, то наблюдается сложная зависимость $K(\alpha)$, обусловленная анизотропией распыления по различным кристаллографическим направлениям. При температурах до 400 К для Ge и 500 К для Si K не зависит от температуры вследствие наличия радиационных нарушений.

С ростом температуры нарушения отжигаются, и K возрастает до значения, характерного для соответствующей кристаллографической плоскости. Дальнейшее возрастание температуры приводит к уменьшению сечения смещения атомов вследствие возрастания амплитуды их теплового движения, и K уменьшается.

9.3. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ИОННО-ПЛАЗМЕННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

Классификация процессов ионно-плазменного распыления. В полупроводниковой технологии широкое практическое применение получили две основные группы процессов ионно-плазменного распыления: ионное травление – распыление вещества под действием ионизированных атомов газа и плазмохимическое травление – удаление вещества с помощью химических реакций, протекающих между ионами активного газа и данным веществом. Говоря об ионном распылении или травлении, различают ионно-лучевое травление, осуществляемое бомбардировкой образца пучком ускоренных ионов, сформированным в автономном ионном источнике, и собственно ионно-плазменное травление, при котором образец является одним из электродов в разрядной камере и бомбардируется ионами, вытягиваемыми из плазмы разряда. Плазмохимическое травление отличается от ионно-плазменного в основном применением химически активного газа, образующего при взаимодействии с распыляемым образцом летучие соединения.

Процессы ионно-плазменного травления применяют для обработки металлов, диэлектриков и полупроводников на этапах создания металлизации и межэлементной изоляции ИМС, формирования окон в фоторезисте и диэлектрике, для очистки и выявления структуры поверхности монокристаллов.

Методы ионно-плазменного распыления позволяют наносить и синтезировать тонкопленочные покрытия из металлов и диэлектриков. В последнем случае особую важность имеет реактивное распыление, названное так в связи с протеканием химических реакций между распыленными атомами вещества и ионизированным газом, в результате которых на подложке происходит осаждение химического соединения.

По методу создания и особенностям поддержания электрического разряда в камере выделяют: высокочастотное распыление, при котором к мишени подводится напряжение высокой частоты; и магнетронное распыление, при котором плазма разряда находится в магнитном поле. По числу электродов, расположенных в рабочей камере распылительных систем, их делят на диодные, триодные, тетродные и многоэлектродные.

Процессы сухой обработки. Методы ионно-плазменного распыления составляют основу так называемого «сухого» технологического процесса создания полупроводниковых структур и ИМС, позволяющего отказаться от традиционных процессов химической обработки в жидких кислотах, электролитах, растворителях. Жидкостное химическое травление с

применением фотолитографических масок, являющееся главным методом обработки структур ИМС, имеет ряд недостатков.

Подтравливание материала под маской из фоторезиста ограничивает точность передачи топологии микросхемы и разрешающую способность ее воспроизведения. Преимущественное травление вдоль границ зерен и микродефектов тонкопленочных материалов приводит к большой неровности краев микроизображений. Необходимость тщательных промывок для удаления следов травителей требует введения дополнительных операций.

В отличие от жидкостного химического травления, методы ионно-плазменного распыления обеспечивают такой режим, при котором ионы бомбардируют структуру перпендикулярно поверхности пластины, что исключает подтравливание под маской, обеспечивает получение четких краев элементов ИМС, не требует высокой адгезии маскирующих материалов. После ионно-плазменного травления не нужны вспомогательные операции очистки, промывки и сушки обрабатываемых структур. К недостаткам методов ионно-плазменного распыления относят сравнительно малую скорость процесса, явление «задубливания» фотолитографических масок вследствие воздействия энергии бомбардирующих их ионов, что вызывает значительные трудности при последующем удалении маски. Образующиеся радиационные повреждения могут влиять на параметры полупроводниковых структур, в частности изменяют заряд в диоксиде кремния МОП-транзисторов.

Высокочастотное диодное распыление. Технологические возможности процессов ионно-плазменного распыления определяются конструктивными особенностями технологического оборудования. Конструкция установки, вид и параметры газового разряда задают скорость и разрешающую способность распыления, а также степень управляемости процесса. Наиболее широкое применение получили диодные ВЧ-системы и системы с автономными ионными источниками, позволяющие производить обработку любых материалов на большой площади.

Диодная ВЧ-система (рис. 9.3) содержит два электрода: заземленный анод и мишень (катод), на которую помещают обрабатываемые пластины и подают напряжение от ВЧ-генератора. Диодная ВЧ-система позволяет производить распыление металлов, полупроводников, диэлектриков, органических покрытий. Промышленные ВЧ-генераторы, используемые в установках травления, работают на частотах 1,76; 5,28; 13,56 МГц. Давление рабочего газа 0,5–5 Па, мощность разряда 1–2 кВт, амплитуда ВЧ-напряжения 0,8–4 кВ, радиус обрабатываемой мишени – до 20 см, расстояние между анодом и мишенью 4–8 см. При подаче на пластины ВЧ-напряжения из-за

различия в скоростях электронов и ионов в разряде во время положительного полупериода на образцы приходит больше электронов, чем ионов во время отрицательного полупериода. Поэтому мишень имеет эффективный отрицательный заряд, что позволяет (в отличие от диодной системы на постоянном токе) производить распыление диэлектриков.

При использовании постоянного тока положительный заряд на диэлектрике препятствует дальнейшей бомбардировке. В диодной системе мишень является не только электродом, поддерживающим разряд, но и источником распыления. Такое совмещение функций ограничивает управляемость процессом плазменного травления, так как изменение скорости травления должно учитывать возможность поддержания разряда.

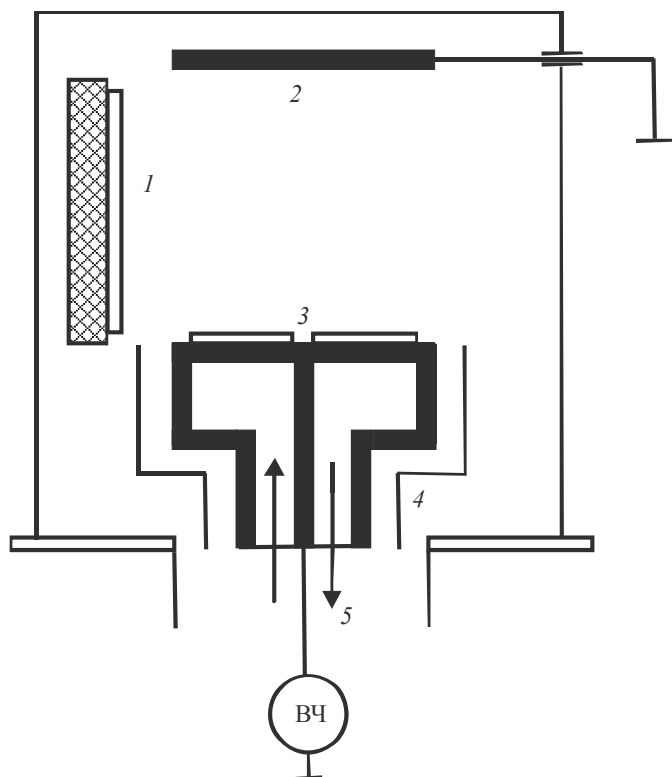


Рис. 9.3. Диодная ВЧ-система для ионно-плазменного распыления:

1 – подложкодержатель; 2 – анод; 3 – мишень с пластинами;

4 – экран; 5 – охлаждающая вода

Скорость распыления в этих системах обычно относят к плотности мощности ионного тока на мишень. В табл. 9.1 приведены значения скоростей травления некоторых материалов ионами аргона в диодной ВЧ-системе при плотности мощности $1,6 \text{ Вт/см}^2$. Для осаждения тонких пленок из материала мишени в камеру помещают подложкодержатель, на который не подается потенциал. Распыленные атомы мишени осаждаются на подложках, закрепленных на держателе, и образуют тонкую пленку. Скорость осаждения примерно равна скорости распыления мишени.

Таблица 9.1

Скорости травления материалов ионами Ar^+

Материал	Al	Au	Cu	Ti	SiO_2	Al_2O_3	Фоторезист
v , нм/с	0,2–0,25	0,3–1,5	0,11	0,07	0,20	0,03–0,08	0,12–0,5

Ионное распыление. Системы ионного травления с автономными источниками ионов позволяют независимо регулировать энергию, поток ионов и угол их падения на мишень. Это обстоятельство и возможность вращения мишеней и образцов обеспечивают равномерность распыления и хорошую управляемость процессом. Разделение рабочей камеры и источника ионов позволяет повысить глубину вакуума и уменьшает загрязнение образцов за счет распыления деталей конструкции, происходящего в плазме газового разряда.

Схематическое изображение системы магнетронного типа с автономным источником ионов показано на рис. 9.4. При магнетронном травлении тонких пленок источник ионной плазмы содержит электромагнит или соленоид, что обеспечивает высокую плотность плазмы и большие скорости травления. Плотность ионного тока $0,5\text{--}30 \text{ мА/см}^2$, энергия ускоренных ионов $50\text{--}3000 \text{ эВ}$. Поток ионов создается за счет ионизации рабочего газа электронами термоэмиссионного катода. Магнитное поле соленоида повышает вероятность ионизации и способствует нейтрализации положительного объемного заряда ионов.

После загрузки пластин на подложкодержатель рабочий объем откачивают до давления $5 \cdot 10^{-4} \text{ Па}$ и устанавливают значение тока накала катода в пределах $20\text{--}30 \text{ А}$. В рабочий объем напускают аргон до давления $6\text{--}9 \cdot 10^{-2} \text{ Па}$, подают на анод напряжение $200\text{--}300 \text{ В}$ и устанавливают ток соленоида $1\text{--}1,5 \text{ А}$. Возбуждение плазмы газового разряда осуществляют кратковременной подачей высокочастотного напряжения. Рабочий режим ионного источника устанавливают, регулируя анодное напряжение, магнитное поле и давление аргона в камере.

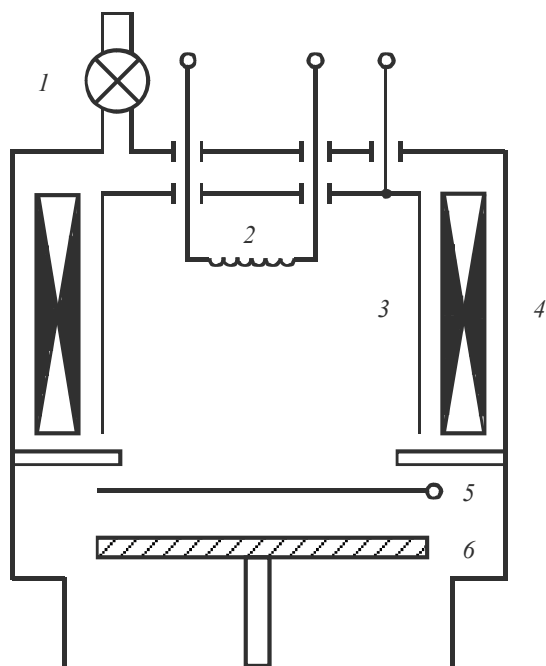


Рис. 9.4. Система распыления магнетронного типа
с автономным источником ионов:

1 – натекатель; 2 – термокатод; 3 – анод; 4 – электромагнит;
5 – заслонка; 6 – вращающаяся мишень с пластинами

По сравнению с диодными ВЧ-системами, основным недостатком систем с автономными источниками ионов является малое сечение ионного пучка, что ограничивает площадь обработки.

Реактивное распыление. Распыление называют реактивным, если на подложке вследствие взаимодействия ионов газа и атомов распыляемого вещества образуется химическое соединение. Реактивное распыление применяют для нанесения покрытий из оксидов, нитридов, сульфидов, гидридов (например, из диоксида кремния, нитрида кремния, полтораоксида индия и др.) Тип химического соединения, получаемого в разряде, можно задавать путем подбора материала катода и газообразного вещества. Основное условие получения требуемого соединения состоит в тщательной очистке реагентов и отсутствии натекания и газовыделения в камере. Недостатком реактивного распыления является возможность образования соединений на катоде и в пролетном пространстве,

что существенно уменьшает скорость роста конденсата. С помощью реактивного распыления создают пленки диоксида кремния на Si, Ge, GaAs. В качестве катода применяют пластину чистого кремния. Рабочий газ представляет собой смесь аргона с кислородом. Добавление аргона позволяет увеличить скорость распыления и препятствует образованию пленки SiO_2 на катоде.

Ионы кислорода на поверхности подложки взаимодействуют с конденсирующимися атомами кремния, в результате чего образуется пленка диоксида, позволяющая проводить планарный процесс на Ge и GaAs. Для этих целей используют также пленки Si_3N_4 . Их получают реактивным распылением, напуская в камеру осушенный и очищенный от кислорода аргон с добавкой азота. Кремниевый катод бомбардируется ионами Ar и N, которые выбивают атомы Si. На подложке вследствие большой химической активности ионизированного азота возникает Si_3N_4 , отличающийся высокой химической стойкостью.

Плазмохимическое распыление. Плазмохимическое травление основано на создании плазмы фторсодержащих газов – фреонов (CF_4 , C_3F_8 , C_2F_6), гексафторида серы SF_6 и др. Ионы F, образующиеся в плазме разряда, обладают высокой активностью при взаимодействии с Si, SiO_2 и Si_3N_4 , Mo, W, Ti и др. В результате химического взаимодействия образуются летучие соединения фтора, которые уносятся с потоком откачиваемых газов из вакуумной камеры. Так как в основе плазмохимического травления лежат химические реакции между атомами или молекулами обрабатываемых материалов и ионами химически активных газов или паров, то плазмохимическое травление обладает высокой селективностью и анизотропией.

Селективность травления определяется отношением скоростей травления двух сравниваемых материалов, которые при изготовлении структуры, как правило, располагаются один на другом (пленка SiO_2 на Si, пленка Al на пленке SiO_2 и пр.). Высокой селективностью обладают P_2 , $\text{CP}_4 + \text{O}_2$ и другие фторсодержащие смеси при травлении Si относительно SiO_2 , Si_3N_4 , металлов и силицидов.

Травление называют анизотропным, если материал тонкопленочного покрытия или подложки удаляется преимущественно вглубь от поверхности, а боковое подтравливание пренебрежимо мало. Анизотропия травления в значительной степени обусловлена облучением поверхности ускоренными ионами плазмы. Радиационные нарушения, возникающие в поверхностном слое, облегчают отрыв атомов вещества при последующем химическом взаимодействии с атомами F. Боковые стенки структуры частично экранируются маской от попадания ионов, поэтому травятся

фтором с меньшей скоростью. Второй механизм анизотропного травления действует в том случае, если в плазме присутствуют радикалы, которые, адсорбируясь на боковой поверхности, образуют защитную пленку, препятствующую проникновению атомов F. Радикалы, адсорбированные на открытой поверхности, удаляются с нее под действием ионного внедрения.

Для получения плазмы фторсодержащих газов обычно используют высокочастотный разряд, так как это позволяет вынести электроды за пределы реакционной камеры и обеспечивает чистоту процесса травления – плазма не взаимодействует с ними. После создания в камере разрежения порядка 1–10 Па в нее напускают фреон. Давление поддерживают форвакуумной откачкой. Включают ВЧ-генератор, который создает плазму высокочастотного разряда, обеспечивающую травление. Для травления Si используют смесь фреона CF₄ с кислородом.

Применение плазмохимического травления позволяет полностью исключить из технологического цикла токсичные и агрессивные кислоты и другие химические реагенты, вносящие загрязнения на поверхность подложки, а также избавиться от промывочных операций и сушки. Плазмохимическая обработка имеет высокую производительность и обладает лучшей точностью поддержания заданных размеров элементов, обеспечивает меньшую ширину линии по сравнению с химической обработкой. Особенно важно то, что плазмохимическое травление применимо для обработки фоторезистов, в том числе для удаления их с поверхности структур после завершения операции фотолитографии. Оно производится в кислородной плазме, в которой органический фоторезист фактически полностью сгорает без каких-либо остатков на поверхности.

10. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЯДЕРНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

10.1. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ КАК ИСТОЧНИК ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ

Электроника предъявляет новые, зачастую экстремальные, требования к полупроводниковым материалам. Традиционными технологическими методами все труднее удовлетворять требования к однородности и точности легирования. В связи с этим в последнее время большое внимание уделяется ядерному, или трансмутационному, легированию полупроводников. Принципиальная возможность трансмутации ядер под действием излучения, нейтронов, протонов, дейтронов, α -частиц известна около века, но использование этого метода легирования полупроводников сдерживалось недостаточностью знаний о радиационных процессах и поведении примесных атомов. По мере развития радиационной физики и накопления данных о свойствах легирующих примесей появилась возможность экспериментальной проверки нового метода легирования. В первых же опытах обнаружились специфические особенности ядерного легирования, наиболее важные из которых следующие: большая концентрация радиационных дефектов и наведенная облучением искусственная радиоактивность. Указанные особенности являются серьезным ограничением метода.

Однако уже в настоящее время видны пути снижения перечисленных выше ограничений. Для кремния, например, тщательная очистка слитков, предназначенных для ядерного легирования, от примесей, дающих при облучении долгоживущие изотопы, приводит к значительному уменьшению уровня радиоактивности. А для снижения концентрации радиационных дефектов требуется выбрать оптимальный температурный режим облучения и отжига.

Если условия облучения обеспечивают протекание тех или иных ядерных реакций, то в результате соответствующих ядерных превращений части атомов облучаемого вещества возможно образование атомов других химических элементов, отличных от атомов исходного вещества.

Вкрапления новых элементов можно, в принципе, отделить от исходного вещества, и весь вопрос сводится к тому, стоит ли это делать из-за трудности получения и выделения «нового» вещества. Тем не менее в настоящее время только так искусственно получают и изучаются изотопы трансурановых элементов, только так в промышленном масштабе получается из облученного ядерного горючего – урана – другое ядерное горючее – плутоний, а также изотопы некоторых редких элементов.

Задачей легирования полупроводников является введение заданной концентрации и обеспечение заданного распределения конкретной легирующей примеси в объеме исходного материала. Эта задача требует для каждого конкретного полупроводникового материала создания оптимальных условий легирования как обычными методами, так и методом ядерных превращений.

Принципиальное отличие ядерного легирования заключается в том, что легирующие примеси не вводятся в исходный материал извне, а образуются в процессе облучения непосредственно из атомов легируемого материала. В зависимости от вида и энергии облучающих частиц, состава облучаемого вещества возможно одновременное протекание ядерных реакций на ядрах различных химических элементов с образованием различных примесей, так что конечный результат легирования определяется суммарной ролью всех примесей. При этом по крайней мере часть примесей будет представлять собой ядра радиоактивных элементов, и, как следствие, появится наведенная радиоактивность легированного материала, что осложняет или делает невозможной безопасную работу человека с этим материалом.

Кроме того, в результате столкновений облучающих частиц с атомами облучаемого материала последним передается энергия, во многих случаях достаточная для смещения их из узлов кристаллической решетки и даже для образования значительных областей нарушений в решетке в результате многократных столкновений частиц с атомами и первичных выбитых атомов с другими атомами. Радиоактивный распад нестабильных ядер представляет собой дополнительный источник радиационных нарушений (дефектов), создаваемых как вылетающими из ядер частицами, так и самими распадающимися ядрами, которые могут смещаться за счет энергии отдачи, передаваемой ядрам при вылете частиц.

Таким образом, для каждого конкретного материала центр тяжести проблемы ядерного легирования смещается в область выбора нужных ядерных реакций и создания условий для эффективного их протекания без осложняющего влияния других возможных реакций и побочных эффектов облучения, каковыми являются радиационные дефекты и наведе-

денная радиоактивность. Рассмотрим основные закономерности, определяющие роль указанных факторов и возможность управления ими.

Согласно современным представлениям, ядерные реакции, приводящие к образованию легирующих примесей, могут протекать при облучении заряженными частицами (протоны, дейтроны, α -частицы, ионы других элементов), нейтронами и γ -квантами. Схематически ядерное взаимодействие частицы a с ядром X , в результате которого образуется другая частица b и ядро Y , можно записать в виде

$$a + X \rightarrow b + Y, \text{ или } X(a, b)Y, \quad (10.1)$$

причем во всех ядерных превращениях выполняются законы сохранения энергии, импульса, суммарного электрического заряда частиц и полного числа нуклонов. Если обозначить через Z и A соответственно заряд и массовое число участвующих в реакциях частиц и ядер, то с учетом этих законов

$$X_{Z_X}^{A_X} + a_{Z_a}^{A_a} \rightarrow b_{Z_b}^{A_b} + Y_{Z_Y}^{A_Y} + |Q|, \quad (10.2)$$

где Q – энергия реакции, представляющая собой разницу энергии совокупности начальных и конечных продуктов реакции.

Из (10.2) следует, что с точностью до разницы в энергии конечное ядро получается из начального следующим образом:

$$Y_{Z_Y}^{A_Y} = X_{Z_X + Z_a - Z_b}^{A_X + A_a - A_b}, \quad (10.3)$$

т. е. в зависимости от A_a , A_b , Z_a , Z_b ядро Y может быть ядром одного из изотопов исходного элемента X или ядром одного из изотопов соседних элементов. В ряде случаев образуются нестабильные изотопы, которые превращаются в стабильные продукты в результате последующего радиоактивного распада, для описания которого применима та же схема реакции (10.2).

Что касается механизма реакций, описываемых выражениями (10.1) и (10.2), то во многих случаях энергия частицы a , попавшей в ядро $X_{Z_X}^{A_X}$, перераспределяется между частицами ядра, в результате чего образуется возбужденное составное ядро $X_{Z_X + Z_a}^{A_X + A_a}$, которое некоторое время живет, а затем распадается одним из нескольких возможных путей, включающих испускание γ -квантов, нейтронов или других частиц. Сечение ядерной реакции с испусканием частицы или кванта b можно представить в виде

$$\sigma(a, b) = \sigma_X \Gamma_b / \Gamma, \quad (10.4)$$

где σ_X – сечение захвата частицы a с образованием составного ядра, а Γ_b / Γ определяет относительную вероятность его распада с испусканием

частицы или кванта b . Каждый возможный вид распада составного ядра характеризуется парциальным средним временем жизни τb и соответствующей парциальной энергетической шириной уровня составного ядра $\Gamma_b = \hbar / \tau b$, а полная ширина $\Gamma = \Sigma \Gamma_b$.

Реализация того или иного варианта распада составного ядра определяется природой ядер облучаемого вещества, а также природой и энергией облучающих частиц. Важнейшей характеристикой ядерных реакций, определяющей саму возможность их осуществления, является энергия реакции

$$Q = E_{п1} - E_{п2} = E_{к2} - E_{к1}, \quad (10.5)$$

где $E_{п}$ и $E_{к}$ – соответственно энергия покоя и кинетическая энергия, а индексы 1 и 2 относятся к начальному и конечному состояниям ядерной реакции, причем

$$E_{п1} = M_x c^2 + M_a c^2; E_{п2} = M_y c^2 + M_b c^2;$$

$$E_{к1} = E_{кX} + E_{ка}; E_{к2} = E_{кY} + E_{кб}.$$

Если $Q > 0$, то ядерная реакция может идти при любой кинетической энергии облучающих частиц, а в случае $Q < 0$ величина $E_{к}$ должна превышать пороговое значение

$$(E_{к})_{\min} = \frac{M_X + M_a}{M_X} |Q|, \quad (10.6)$$

причем $(E_{к})_{\min}$ превосходит $|Q|$ на величину кинетической энергии составного ядра.

Экзоэнергетическими ($Q > 0$) являются ядерные реакции на медленных нейтронах и некоторые другие. И наоборот, многие реакции на заряженных частицах – эндозенергетические ($Q < 0$). Следовательно, если для внедрения конкретной примеси нужно воспользоваться теми или иными частицами, то соответствующий источник излучения должен обеспечивать для выбранной реакции получение достаточно интенсивного пучка таких частиц с энергией выше пороговой.

Желательно, чтобы все частицы в пучке имели одинаковую энергию, так как в этом случае можно достаточно надежно провести теоретический расчет и затем практически осуществить оптимальные условия облучения.

10.2. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Под действием заряженных частиц достаточно большой энергии могут протекать ядерные реакции типа (α, p) , (α, n) , (p, α) , (p, n) , (p, γ) , (p, d) и др. Пороговый характер этих реакций определяется тем, что энергия налетающей на ядро заряженной частицы должна быть достаточной для преодоления взаимного кулоновского отталкивания частицы и ядра, а в случаях последующего вылета из возбужденного составного ядра другой заряженной частицы она также должна получить в составном ядре энергию, достаточную для преодоления этого кулоновского барьера. Если $r_{\text{я}}$ – радиус ядра, e – заряд электрона, то высота барьера $B_{\text{к}}$ определяется выражением

$$B_{\text{к}} = \frac{Z_X Z_a e^2}{r_{\text{я}}} \approx \frac{Z_X Z_a}{A_X^{1/3}} \text{ МэВ}, \quad (10.7)$$

и достигает 5–10 МэВ для легких ядер, 10–20 МэВ для средних ядер и 20–30 МэВ для тяжелых ядер.

Помимо монохроматичности, энергия и интенсивность пучков α -частиц слишком малы для того, чтобы можно было легировать реальные полупроводниковые материалы. Так как только небольшая часть заряженных частиц ($\leq 10^{-3}$) вызывает ядерные реакции, проходя через облучаемый материал, то для решения практических задач ядерного легирования требуются пучки заряженных частиц, энергия которых превышает пороговые значения для ядер легируемых элементов, а интенсивность на несколько порядков превосходит интенсивность излучения указанных выше изотопов. Это необходимо для того, чтобы за разумное время облучения вводить в зону легирования интегральный поток частиц выше 10^{17} – 10^{19} см^{-2} и получить в единице объема материала количество ядерных превращений, сравнимое с концентрацией требуемой примеси.

В силу кулоновского взаимодействия со средой, кинетическая энергия заряженных частиц в основном расходуется на ионизацию и возбуждение атомов облучаемого вещества (ионизационное торможение). Оценки показывают, что сечение процессов, определяемых ионизацией ($\sim 10^{-21} \text{ см}^2$), примерно в 1000 раз превышает сечение ядерного взаимодействия ($\sim 10^{-24} \text{ см}^2$). Поэтому на всем пути пробега R_0 частиц, когда они тормозятся до нулевой энергии, их поток можно считать практически постоянным. Строго говоря, для моноэнергетического пучка частиц R_0 имеет смысл среднее значения пробега, относительно которого наблюдается разброс значений, описываемый гауссовским распределением.

По мере прохождения вглубь вещества энергия частиц E уменьшается при каждом акте ионизации примерно на 3,5 эВ, а вероятность ядерного взаимодействия зависит от энергии, которую имеет частица к моменту взаимодействия. Поэтому число ядерных взаимодействий в тонком слое dx на глубине x от поверхности мишени можно представить в виде

$$dv = \eta(x)N\sigma(x)dx \approx \eta_0 N\sigma(x)dx, \quad (10.8)$$

где N – концентрация ядер мишени; η_0 и η – поток частиц на поверхности и на глубине x соответственно; $\sigma(x)$ – сечение взаимодействия. Отсюда полное число взаимодействий в слое вещества, толщина которого больше R_0 , равно

$$v = \eta_0 N \int_0^{R_0} \sigma(x)dx = \eta_0 N \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E)dE}{\left| \frac{dE}{dx} \right|}, \quad (10.9)$$

где E_0 – начальная энергия частиц.

Зная функции dE/dx и dV/dE , можно определить сечение взаимодействия и, интегрируя по всем значениям энергии, получить полный пробег частицы

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{f(E)}. \quad (10.10)$$

В силу быстрого торможения заряженных частиц, с их помощью можно получать легированные слои малой толщины с весьма неравномерным распределением примесей по толщине. Ядерные реакции под действием α -частиц приводят к образованию в кремнии доноров по реакциям, приведенным в табл. 10.1.

Таблица 10.1

Ядерные реакции в кремнии под действием α -частиц

Характеристика ядерных реакций и легирующие примеси	Пороговая энергия, МэВ
$\text{Si}_{14}^{28}(\alpha, \gamma)\text{Si}_{16}^{32}$	–
$\text{Si}_{14}^{29}(\alpha, \gamma)\text{Si}_{16}^{33}$	–
$\text{Si}_{14}^{28}(\alpha, p)\text{P}_{15}^{31}$	2,08

Так, например, облучением α -частицами при помощи ядерных реакций можно создавать в кремнии p -типа с удельным сопротивлением $\rho \sim 30$ Ом·см на глубине 240–340 мкм слой с проводимостью n -типа. Аналогично в германий можно ввести примеси Ga, Se, As и Br.

Однако об эффективности приведенных выше реакций нет достоверных данных, поэтому в мировой практике пока нет опыта разработки и применения метода легирования полупроводниковых материалов с помощью заряженных частиц. Не исключено, что прогресс полупроводниковой электроники может уже в ближайшее время сделать целесообразным избирательное ядерное легирование тонких слоев. В частности, с помощью заряженных частиц можно получить плоские легированные слои любой конфигурации, используя поглощающие экраны соответствующей формы. При этом можно получить резкую границу между легированными и нелегированными участками полупроводника, так как тонкие слои общедоступных защитных материалов способны полностью задерживать поток заряженных частиц.

10.3. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ γ -ЛУЧЕЙ

К пороговым реакциям относится группа реакций расщепления ядер γ -лучами (фотоядерные реакции), а именно (γ, n) -, (γ, p) - и (γ, α) -реакции. Эти реакции всегда эндотергичны, и для осуществления таких реакций необходимо превышение энергии γ -кванта над энергией отделения соответствующих частиц. В случае (γ, n) -реакций пороговая энергия практически совпадает с энергией связи нейтрона в ядре, а в случае вырывания из ядра заряженных частиц необходимо сообщить им дополнительную энергию для преодоления кулоновского барьера. Поэтому в общем случае вероятность (γ, n) -реакций выше, чем для (γ, p) - и (γ, α) -реакций, а в области относительно малых энергий γ -квантов (≤ 10 МэВ) реакции (γ, n) преобладают. При энергии γ -квантов ~ 100 МэВ возможны реакции с выделением нескольких частиц, т. е. реакции типа $(\gamma, 2n)$, (γ, pn) и др.

Отношение выходов (γ, p) - и (γ, n) -реакций, полученное в эксперименте, $V(\gamma, p)/V(\gamma, n) = 10^{-2}$, тогда как, согласно представлениям о протекании фотоядерных реакций с образованием промежуточного ядра, это отношение имело бы значение $10^{-3} - 10^{-4}$. Эта особенность фотоядерных реакций проявляется также в ходе сечения реакций. В области энергий γ -квантов 10–20 МэВ сечение имеет широкий ($\Gamma = 3 - 7$ МэВ) резонанс-

ный максимум (гигантский резонанс), положение которого для разных ядер изменяется по закону $(E_\gamma)_{\text{рез}} \sim A^{-1/6}$ и который объясняется дипольными колебаниями ядра под действием γ -излучения.

Поскольку с помощью фотоядерных реакций можно создавать примеси практически в любых материалах, то они представляют интерес и для легирования полупроводников. Этот интерес определяется главным образом тем, что в отличие от заряженных частиц γ -кванты обладают большой проникающей способностью и, следовательно, с их помощью можно обеспечить равномерное легирование больших объемов материала некоторым набором примесных атомов. Перспективность данного направления подкрепляется также возможностью получения γ -квантов с любой энергией в виде тормозного излучения электронов. Для этого моноэнергетические электроны с энергией в диапазоне 25–60 МэВ, получаемые с помощью ускорителей, направляются на мишень из тяжелых металлов (Pb, Bi, W, U и др.). В результате торможения электронов образуется сплошной спектр γ -излучения, максимальная энергия которого равна кинетической энергии электронов E_e , а интенсивность γ -излучения обратно пропорциональна энергии γ -квантов (рис. 10.1).

Несмотря на то, что имеются трудности, связанные с интерпретацией интегрального эффекта от γ -квантов различной энергии, а также с необходимостью защиты от этого излучения, в последние годы отмечена перспективность использования тормозного γ -излучения ускорителей электронов как для имитации радиационного воздействия нейтронов и протонов на кремний, так и для прямого легирования Si.

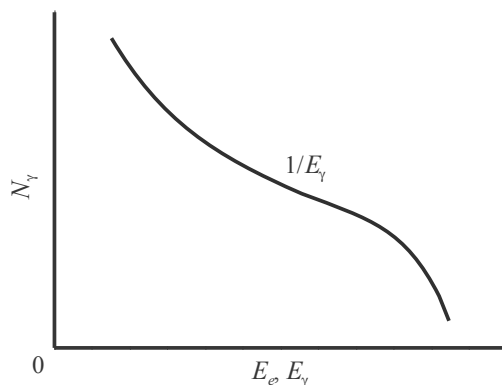
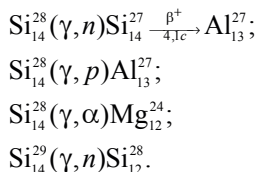


Рис. 10.1. Спектр γ -излучения, возникающего при торможении электронов с энергией E_e на мишени ускорителя

Ядерные реакции (γ, n) , (γ, p) и (γ, α) на изотопах кремния могут привести к образованию акцепторных примесей Al^{27} и изотопов магния. Причем Al^{27} соответствует уровень 0,057 эВ от потолка валентной зоны, а примеси Mg дают глубокие уровни в запрещенной зоне:



10.4. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ

Главные надежды в области ядерного легирования в настоящее время возлагаются на нейтроны, так как они являются незаряженными частицами, обладают большой проникающей способностью и могут взаимодействовать при любых энергиях практически со всеми ядрами. Кроме того, освоены и доступны различные источники нейтронов разной интенсивности.

Один из видов источников нейтронов – ядерные реакции под действием заряженных частиц – (α, n) , (d, n) , (p, n) -реакции. В случае облучения нейтронами сечение образования составного ядра существенно зависит от того, насколько энергия падающего нейтрона близка к собственным значениям энергии уровней составного ядра.

При последующем распаде составного ядра в области доступных с помощью ядерного реактора энергий нейтронов до 10^6 – 10^7 эВ, длина волны которых больше 10^{-12} см, т. е. много больше радиуса ядер, существенное значение имеют только процессы испускания нейтронов и γ -квантов ($\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$), причем в данном случае наиболее вероятно испускание нейтрона с энергией, равной энергии первоначального нейтрона ((n, n') -реакции или упругое рассеяние нейтронов).

В общем случае возбужденное составное ядро может испускать нейтрон с энергией, меньшей первоначальной ((n, n') -реакция, или неупругое рассеяние нейтронов), а затем перейти в основное состояние с испусканием одного или нескольких γ -квантов. В виде γ -квантов может выделяться вся энергия возбуждения составного ядра ((n, γ) -реакции, или радиационный захват нейтронов), равная

$$E^* = \frac{M_X}{M_X + M_n} E_n + B_n, \quad (10.11)$$

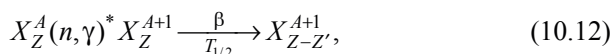
где M_X и M_n – массы ядра X_Z^A и нейтрона; E_n – кинетическая энергия нейтрона; B_n – энергия связи последнего нейтрона в составном ядре X_Z^A .

Следует отметить, что (n, n) - и (n, n') -реакции с испусканием одного нейтрона формально эквивалентны рассеянию первичного нейтрона без изменения строения ядра мишени. Поэтому такие ядерные реакции как источник примесных атомов можно не учитывать, хотя они остаются источником радиационных дефектов. Кроме того, сама возможность неупругого рассеяния нейтронов требует, чтобы их энергия в $(M_X + M_n)/M_X$ раз превышала энергию первого возбужденного состояния ядра мишени. Диапазон тепловых энергий нейтронов представляет наибольший практический интерес для легирования, так как на этот диапазон приходится почти все количество нейтронов в спектре ядерного реактора.

10.5. ЛЕГИРУЮЩИЕ ПРИМЕСИ И ХАРАКТЕР ИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ, ЛЕГИРОВАННЫХ С ПОМОЩЬЮ (n, γ) -РЕАКЦИЙ

Согласно общей схеме ядерных реакций, первичные продукты (n, γ) -реакций представляют собой ядра X_Z^{A+1} , которые на одну атомную единицу тяжелее исходных. Это могут быть более тяжелые изотопы того же или соседнего элемента периодической системы. Если эти изотопы имеются в естественной смеси изотопов облучаемого материала и являются стабильными, то соответствующие ядерные превращения приводят только к изменению исходной концентрации стабильных изотопов в облучаемом веществе, не создавая примесей соседних элементов периодической системы.

Если первичные продукты (n, γ) -реакций – нестабильные изотопы, то они претерпевают (в одну или несколько стадий) последующий радиоактивный распад, чаще всего β -распад, по схеме



где $T_{1/2}$ – период полураспада нестабильного изотопа $*X_Z^{A+1}$, Z' – заряд, уносимый β -частицами; $X_{Z-Z'}^{A+1}$ – конечный продукт ядерных превращений.

Анализ всех возможных ядерных реакций позволяет предсказать для каждого конкретного материала набор вводимых таким способом электрически активных примесей и их относительную активность. Концентрация примеси i -го сорта

$$N_{0i} = N_0 k_i \sigma_i \varphi t, \quad (10.13)$$

где N_0 – концентрация исходной смеси изотопов; k_i и σ_i – соответственно относительное содержание и сечение активации i -го изотопа, из которого образуется примесь i -го сорта; φ – плотность потока нейтронов; t – время облучения.

В выражении (10.13) величины N_0 , k_i , σ_i являются константами, характеризующими исходный материал. При облучении в ядерном реакторе, работающем на постоянной мощности, величину φ также можно считать постоянной. Тогда концентрация вводимых примесей должна зависеть только от времени облучения, которое можно контролировать с достаточной степенью точности, следовательно, довольно легко обеспечиваются заданные значения электрофизических свойств легированных материалов. Однако для того, чтобы ядерное легирование оказалось технически полезным способом получения полупроводниковых материалов с заданными свойствами, необходимо выполнение следующих условий:

1) образующиеся нестабильные изотопы должны быть достаточно короткоживущими для того, чтобы атомы целевых легирующих примесей образовались за достаточно короткий, допустимый по технико-экономическим соображениям период времени после облучения;

2) диффузионная длина пробега нейтронов в облучаемом материале должна быть существенно больше размеров легируемого кристалла, чтобы обеспечить достаточно равномерное распределение легирующих примесей по объему кристалла;

3) одновременно с целевыми примесями не должны образовываться другие примесные атомы, ухудшающие свойства легируемого материала, или их влияние должно быть мало по сравнению с влиянием целевых примесей;

4) влияние примесей, имеющихся в исходном материале до облучения, должно быть либо мало по сравнению с целевым эффектом легирования, либо поддаваться достаточно строгому учету;

5) по санитарным условиям наведенная радиоактивность должна быть либо мала, либо достаточно быстро уменьшаться до допустимого уровня.

Возможность изменения электрофизических свойств с помощью примесей, вводимых методом ядерного легирования при облучении нейтронами, доказана для кремния, германия, антимонида индия, арсенида галлия и сульфида кадмия. Такая связь подтверждается совпадением из-

меренной по эффекту Холла концентрации носителей заряда с концентрацией примесей, вычисленной с помощью выражения (10.13). Это совпадение особенно характерно для кремния (рис. 10.2), в котором под действием медленных нейтронов образуются примеси только одного сорта (фосфор).

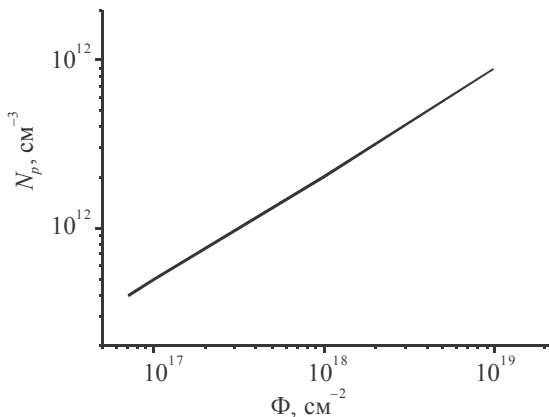


Рис. 10.2. Зависимость концентрации фосфора после облучения в реакторе различными потоками нейтронов и последующего отжига при 800 °С 1 ч для Si *p*-типа $\rho = 200 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ (бестигельный)

Для оценки характера распределения примесей по толщине легируемых материалов исходят из того, что ослабление интенсивности колимированного пучка нейтронов слоем вещества толщиной x подчиняется известному закону

$$I = I_0 \exp(-N\sigma x) = I_0 \exp(-\mu x) = I_0 \exp(-x/l_n), \quad (10.14)$$

где N – количество атомов облучаемого вещества в 1 см^3 ; l_n – средняя длина поглощения, связанная с макроскопическим коэффициентом поглощения материала $\mu = N\sigma$ соотношением

$$l_n = 1 / N\sigma = 1/\mu \quad (10.15)$$

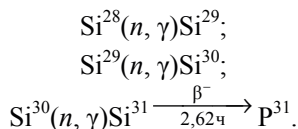
и характеризующая толщину слоя материала, на котором плотность потока нейтронов и, соответственно, концентрация примесей уменьшаются в $e = 2,72$ раза. Приведенные выражения справедливы, если предположить, что сечение рассеяния нейтронов мало по сравнению с сечением поглощения. Для веществ, имеющих атомы нескольких сортов, ослабле-

ние потока излучения можно рассматривать как аддитивное свойство среды.

Представляет интерес оценка равномерности легирования в зависимости от неоднородности распределения примесей в исходном материале и от равномерности введения примесей в процессе легирования. Если обозначить коэффициенты однородности распределения примесей в исходном ($C_{\text{и}}$) и легированном ($C_{\text{л}}$) материале через $g_{\text{и}} = C_{\text{и}}^{\text{min}} / C_{\text{и}}^{\text{max}}$ и $g_{\text{л}} = C_{\text{л}}^{\text{min}} / C_{\text{л}}^{\text{max}}$, то степень легирования характеризуется отношением $G_{\text{л}} = C_{\text{л}}^{\text{max}} / C_{\text{и}}^{\text{min}}$. Создание условий для равномерного облучения легируемого объема кристалла – главная задача на пути получения кремния с однородным распределением фосфора. Для других полупроводников получить однородно легированные кристаллы диаметром в несколько сантиметров практически невозможно, но можно говорить о легировании пластин, вырезанных из соответствующих кристаллов.

10.6. ЯДЕРНОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ КРЕМНИЯ

Возможность радиационного легирования кремния вытекает из рассмотрения (n, γ)-реакций медленных нейтронов с ядрами кремния:



Отсюда следует, что возникающий нестабильный изотоп Si^{31} распадается с образованием стабильного изотопа фосфора, который является в кремнии донорной примесью, широко применяемой на практике. Концентрацию введенного фосфора можно рассчитать по формуле

$$N_{\text{p}^{31}} = Nk \cdot \sigma \cdot \varphi \cdot t, \quad (10.16)$$

где N – количество атомов кремния в единице объема; k – относительное содержание изотопа Si^{30} в естественной смеси; σ – сечение активации реакции $\text{Si}^{30}(n, \gamma) \text{Si}^{31}$; φ – плотность потока медленных нейтронов; t – время облучения.

Подставляя известные величины N, k, σ , получаем соотношение

$$N_{\text{p}^{31}} \approx 2 \cdot 10^{-4} \varphi \cdot t. \quad (10.17)$$

Введение компенсирующих примесей алюминия и магния в результате реакций (n, α) и ($n, 2n$) весьма незначительно из-за малости сечений реакций и незначительной доли быстрых нейтронов в общем потоке реакторных нейтронов.

Однородность легирования определяется тремя факторами:

- 1) распределением нейтронного потока в зоне облучения;
- 2) рассеянием и частичным поглощением нейтронного потока в кристалле;

- 3) загрязнением исходного материала легирующими элементами.

В современных ядерных реакторах в объеме диаметром ~ 100 мм и длиной до 500 мм однородность потока тепловых нейтронов может быть не хуже $\pm 5\%$.

Роль изменения гомогенности потока нейтронов в слитках проверялась экспериментально на слитках кремния диаметром 50 мм и длиной 50 мм. Максимальное отклонение активности Si^{31} в центре слитка было меньше 1 % как при облучении только тепловыми нейтронами, так и при комбинированном облучении тепловыми и быстрыми нейтронами. Такой же результат получен и на кремнии, легированном бором ($\rho = 5,0 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), хотя бор имеет большое сечение захвата нейтронов.

В объеме кремния в результате воздействия быстрых нейтронов, γ -излучения и β -распада образуется большая концентрация дефектов. Весьма эффективным дефектообразующим агентом являются атомы кремния, участвовавшие в (n, γ)-реакциях. Энергия отдачи, передаваемая ядру при испускании γ -кванта, определяется формулой, которая представляет собой прямое следствие законов сохранения энергии и импульса:

$$E_{\text{отд}} = 537(h\nu)^2 / A, \quad (10.18)$$

где $E_{\text{отд}}$ – энергия отдачи ядра, эВ; A – атомный вес ядра отдачи; $h\nu$ – энергия γ -кванта, МэВ. Средняя энергия отдачи $E_{\text{ср.отд}} = 780$ эВ, а максимальная энергия отдачи может достигать 2010 эВ.

Определенную трудность представляет искусственная радиоактивность облученного кремния. Следует различать активность поверхности и объема кремния. Активность поверхности складывается из активности примесей, которые были на поверхности кремния, продуктов коррозии и распыления материалов реактора. Активность объема вызывается ядерными реакциями с существующими примесями и атомами матрицы. Для уменьшения активности, связанной с наличием примеси, материал, предназначенный для ядерного легирования, не должен содержать ядра, дающие в результате реакций долгоживущие радиоактивные изотопы.

Активность Si^{31} , образованного при ядерном легировании, спадает почти до нуля после трех дней. Из легирующей примеси (бор, фосфор)

долгоживущим изотопом обладает только фосфор (P^{32}). Производство P^{32} в результате ядерных реакций незначительно.

Облученные образцы кремния, когда радиоактивное излучение снизится до безопасного уровня, отжигают при температурах 700–1000 °С. На рис. 10.3 и 10.4 показаны кривые изохронного отжига изменений основных параметров полупроводникового материала: удельного сопротивления, подвижности и концентрации носителей заряда. Отжиг в области 500–600 °С резко уменьшает сопротивление (рис. 10.4), что связано с отжигом радиационных дефектов. Для полного отжига параметров материала требуется температура ≥ 800 °С.

Сравнение экспериментально измеренных концентраций фосфора по изменению концентрации носителей заряда с теоретическим расчетом по формулам (10.16), (10.17) показывает, что для кремния, полученного методом зонной плавки, наблюдается прекрасное совпадение экспериментальных и расчетных концентраций (см. рис. 10.4). В то же время в кремнии, полученном вытягиванием из расплава, концентрация электронов превосходит расчетное значение, и тем больше, чем выше концентрация кислорода в исходном материале.

Измерение микрораспределения удельного сопротивления в радиационно-легированном кремнии показывает весьма однородное распределение фосфора в объеме образца.

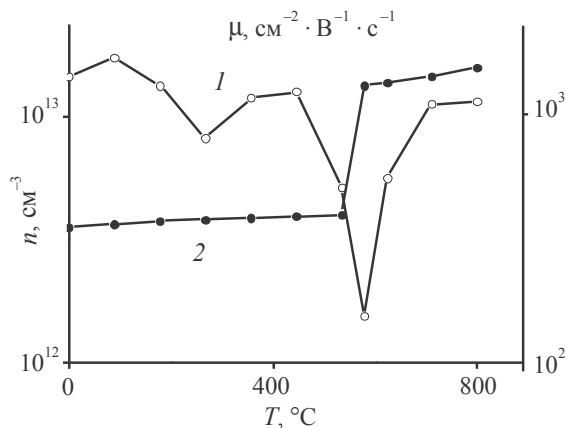


Рис. 10.3. Зависимость концентрации носителей заряда (1) и их подвижности (2) в облученном кремнии от температуры отжига. Доза нейтронов $\sim 6 \cdot 10^{16}$ см⁻². $\rho_{исх} = 3\text{--}6$ кОм·см. Выше ~ 575 °С наблюдается p – n -конверсия типа проводимости

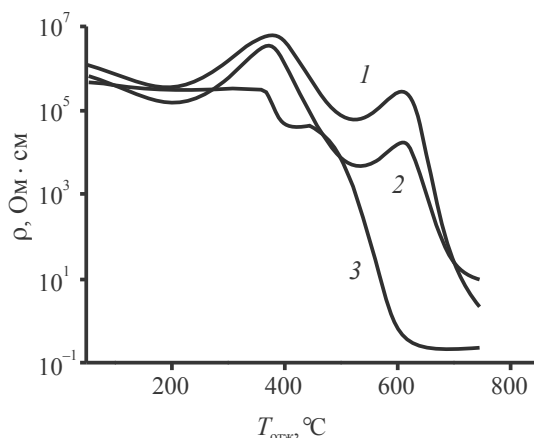


Рис.10.4. Изохронный отжиг удельного сопротивления образцов кремния *n*-типа, облученных при температуре 50 °С:

1 – $\rho = 500 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $\Phi = 10^{18} \text{ см}^{-2}$; 2 – $\rho = 500 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $\Phi = 10^{19} \text{ см}^{-2}$; 3 – $\rho = 0,3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $\Phi = 10^{18} \text{ см}^{-2}$

Типичные значения времени жизни носителей заряда после радиационного легирования и отжига при температуре $\sim 800 \text{ }^{\circ}\text{C}$ для бестигельного кремния обычно не превышают 10–15 мкс, а для кремния, полученного по Чохральскому, находятся в пределах 25–50 мкс. Однако в отличие от «обычного» кремния, значения времени жизни носителей заряда для радиационно-легированного материала практически не изменяются при последующей термообработке в процессе изготовления *p-n*-переходов и оказываются достаточными для изготовления полупроводниковых приборов с хорошими электрическими параметрами.

10.7. РАДИАЦИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ ГЕРМАНИЯ

Впервые возможности ядерного легирования обсуждались в работе К. Ларк-Горовица в 1954 г. При его участии проведены эксперименты по облучению германия медленными нейтронами. Данные о сечениях приведены в табл. 10.2.

Для каждого из типов превращений концентрация возникающих атомов вычисляется по формуле типа (10.17) подстановкой соответствующих значений параметров.

Сечение захвата тепловых нейтронов изотопами германия

Изотоп	Содержание, %	Сечение захвата (n, γ), 10^{-24} см ²	Энергия отдачи, эВ	Конечный продукт
Ge ⁷⁰	20,45	$3,4 \pm 0,3$	197	Ga
Ge ⁷²	27,41	$0,98 \pm 0,09$	161	Ge
Ge ⁷³	7,77	14 ± 1	184	Ge
Ge ⁷⁴	36,58	$0,62 \pm 0,06$	149	As
Ge ⁷⁶	7,79	$0,36 \pm 0,07$	118	Se
Ge	Естественная смесь	$2,45 \pm 0,20$	–	–

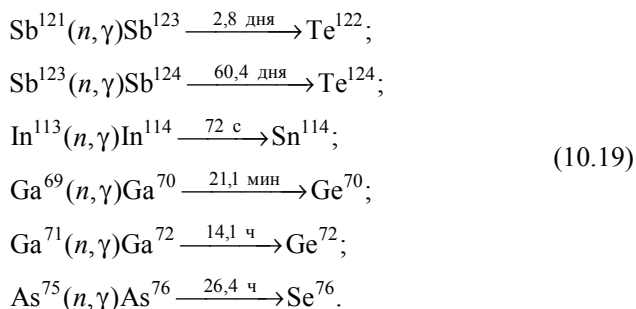
В опытах Ларк-Горовица монокристаллы германия, облученные медленными нейтронами, после удаления из реактора подвергались длительному отжигу при 450 °С с целью удаления радиационных дефектов, возникающих под действием γ -облучения и ядер отдачи.

Облучение быстрыми нейтронами вызывает появление примесных атомов с более низкими атомными номерами. Например, реакция (n, p) дает галлий, превращающийся затем в германий; реакция (n, α) – цинк, переходящий частично в галлий, частично в германий.

При облучении германия дейтронами и α -частицами преимущественно вводится мышьяк, такое облучение способствует созданию материала с электронной проводимостью. Существенным препятствием к применению ядерного легирования германия является длительная радиоактивность облученных образцов.

10.8. ЯДЕРНОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ БИНАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

Возможность ядерного легирования бинарных соединений рассмотрим на примере соединений A_3B_5 , таких как GaAs и InSb. При облучении этих полупроводников медленными нейтронами происходят следующие (n, γ)-реакции:



В табл. 10.3 приведены поперечные сечения поглощения тепловых нейтронов стабильными изотопами индия, галлия, сурьмы и мышьяка.

При теоретической оценке эффекта трансмутационного легирования GaAs необходимо еще учитывать резонансное поглощение медленных нейтронов на изотопах галлия и мышьяка.

Таблица 10.3

Поперечное сечение поглощения тепловых нейтронов

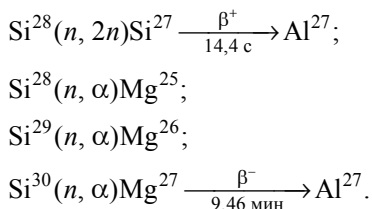
Изотоп	Содержание, %	Сечение поглощения, 10^{-24} см^2	Конечный продукт
In ¹¹³	4,23	58 ± 13	Sn ¹¹⁴ (98 %); Cd ¹¹⁴ (2 %)
In ¹¹⁵	95,77	200 ± 20	Sn ¹¹⁶
Sb ¹²¹	57,25	$5,7 \pm 0,5$	Te ¹²² (97 %); Sn ¹²² (3 %)
Sb ¹²³	42,75	$3,9 \pm 0,3$	Te ¹²⁴
Ga ⁶⁹	60,00	$1,99 \pm 0,16$	Ge ⁷⁰
Ga ⁷¹	40,00	$4,9 \pm 0,4$	Ge ⁷²
As ⁷⁵	100,00	$4,1 \pm 0,2$	Se ⁷⁶

10.9. ВЛИЯНИЕ ПОБОЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ЯДЕРНОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ

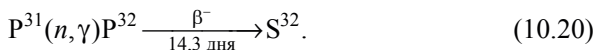
Из предыдущих рассуждений можно сделать вывод о том, что заданный результат ядерного легирования для конкретного материала, как правило, нельзя получить в чистом виде, так как при различных видах излучения и энергии облучающих частиц одновременно могут происходить различные ядерные превращения с образованием набора продуктов. Поэтому желательно точно знать как вид, так и эффективность всех возможных реакций, характер влияния

образующихся примесей на свойства облучаемого материала (донорный или акцепторный). Тогда можно рассчитать изменение концентрации носителей заряда в результате облучения. Однако это далеко не всегда можно сделать с необходимой точностью.

Рассмотрим возможную роль побочных ядерных реакций в кремнии, кроме главной (n, γ)-реакции с получением фосфора. Такие побочные реакции могут протекать на быстрых нейтронах. В частности, возможны следующие реакции:



Для оценки вклада перечисленных реакций нужно знать в каждой из них пороговую энергию, сечение активации и относительное количество нейтронов в спектре реактора энергией выше пороговой. В качестве побочного эффекта следует также учесть, что атомы P^{31} способны претерпевать дальнейшие превращения по схеме



Так как в этом случае концентрация атомов P^{31} изменяется в процессе облучения, то концентрация S^{32} также должна зависеть от интегрального потока нейтронов следующим образом:

$$N_{\text{S}^{32}} = N_{\text{P}^{31}} \sigma_{\text{P}^{31}} \phi t, \text{ откуда } N_{\text{S}^{32}} / N_{\text{P}^{31}} = \sigma_{\text{P}^{31}} \phi t. \quad (10.21)$$

Обычно для легирования реальных кристаллов Si достаточно интегральных потоков медленных нейтронов не выше $\phi t = 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Тогда для этого предельного случая с учетом $\sigma_{\text{P}^{31}} = 0,19 \text{ барн}$

$$N_{\text{S}^{32}} / N_{\text{P}^{31}} = 1,9 \cdot 10^{-6}. \quad (10.22)$$

Таким образом, изменение свойств кремния при ядерном легировании можно практически целиком связать с фосфором. Аналогичный анализ можно сделать для любого другого конкретного материала, подвергнутого ядерному легированию.

10.10. РАДИОАКТИВНОСТЬ ЛЕГИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Во многих из рассмотренных выше ядерных реакций образуются сначала нестабильные промежуточные продукты, которые претерпевают радиоактивный распад с испусканием того или иного вида излучения. При этом в течение всего времени распада легированный материал будет обладать искусственной радиоактивностью. При легировании кремния мы имеем дело с тремя одновременно протекающими процессами:

- 1) накопление радиоактивного изотопа Si^{31} ;
- 2) распад Si^{31} с образованием P^{31} , характеризующийся периодом полураспада $T_1 = 2,62$ ч и постоянной распада λ_1 ;
- 3) активация P^{31} и распад P^{32} , характеризующийся периодом полураспада $T_2 = 14,3$ сут и постоянной распада λ_2 .

Оценка возможных источников радиоактивности в кремнии, связанной с активацией примесей в исходном материале, показывает, что практически все возможные примеси могли бы создавать удельную активность, равную предельно допустимой, только при концентрациях, на несколько порядков превышающих их концентрации в реальных кристаллах. При получении ядерно-легированного кремния (ЯЛК) с $\rho > 5$ Ом·см удельная активность получается ниже допустимой независимо от ϕ . Однако даже при такой удельной активности суммарная активность кремния в зависимости от его общего количества может оказаться выше допустимой (10 мкКи), что требует тем большей выдержки после облучения, чем больше партия одновременно перерабатываемого материала.

Следует также отметить, что при получении ЯЛК с ~ 10 Ом·см удельную активность можно понизить при использовании более низких значений ϕ . Это определяется тем, что накопление P^{32} пропорционально квадрату ϕ , однако возрастание длительности облучения может оказаться невыгодным с экономической точки зрения. Радиоактивность P^{32} уменьшается также и при высоких значениях ϕ , что определяется малым временем облучения, недостаточным для полного распада Si^{31} с образованием P^{31} .

Рассмотренные ограничения, накладываемые радиоактивностью легированных нейтронами материалов, оказываются наиболее легко преодолимыми для кремния. Для других материалов большие периоды полураспада ряда радиоактивных изотопов делают более трудной работу с облученными веществами в оптимальных условиях, несмотря на то, что

при одинаковых условиях облучения методом ядерного легирования в германий можно ввести в 100, а в арсенид галлия – в 1000 раз большую по сравнению с кремнием концентрацию легирующих примесей. Так, после облучения InSb потоком тепловых нейтронов $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ кристалл имел бóльшую β - и γ -активность, в результате чего работать с ним можно было только после выдержки в течение года.

Относительно более благоприятна ситуация для GaAs, причем с точки зрения радиоактивности ядерное легирование этого материала лучше проводить в реакторе с мягким спектром нейтронов. Вместе с тем эти данные еще раз подчеркивают преимущества ядерного легирования прежде всего для кремния.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Вавилов, В. С. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах / В. С. Вавилов, Н. А. Ухин. – М. : Атомиздат, 1969.

Вопросы радиационной технологии полупроводников / под ред. Л. С. Смирнова. – Новосибирск : Наука, 1980.

Дамаск, А. Точечные дефекты в металлах / А. Дамаск, Дж. Динс. – М. : Мир, 1966.

Действие проникающей радиации на изделия электронной техники / В. Н. Кулаков [и др.]. – М. : Сов. радио, 1980.

Конозенко, И. Д. Радиационные эффекты в кремнии / И. Д. Конозенко, А. К. Семенюк, В. И. Хиврич. – Киев : Наук. думка, 1974.

Коноплева, Р. Ф. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий / Р. Ф. Коноплева, В. Л. Литвинов, Н. А. Ухин. – М. : Атомиздат, 1971.

Курносов, А. И. Технология производства полупроводниковых приборов и интегральных микросхем / А. И. Курносов, В. В. Юдин. – М. : Высш. шк., 1986.

Легирование полупроводников методом ядерных реакций / под ред. Л. С. Смирнова. – Новосибирск : Наука, 1981.

Лейман, К. Взаимодействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов / К. Лейман. – М. : Атомиздат, 1979.

Мейер, Дж. Ионное легирование полупроводников (кремний и германий) / Дж. Мейер, Л. Эриксон, Дж. Дэвис. – М. : Мир, 1973.

Технология СБИС / под ред. С. Зи. – М. : Мир, 1986.

Физические процессы в облученных полупроводниках / под ред. Л. С. Смирнова. – Новосибирск : Наука, 1977.

Ширишов, Л. Г. Ионизирующие излучения и электроника / Л. Г. Ширишов. – М. : Сов. радио, 1969.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Процессы образования первичных радиационных дефектов в полупроводниках.....	5
1.1. Краткая характеристика взаимодействия излучения с веществом.....	5
1.2. Смещение атомов в твердых телах при воздействии излучений.....	16
2. Управление составом дефектных центров.....	19
2.1. Структурные комплексы в кремнии, образующиеся с участием вакансий ..	19
2.2. Структурные преобразования в облученном кремнии с участием междоузельных атомов	21
2.3. Групповые радиационные дефекты	23
2.4. Радиационные дефекты в арсениде галлия и германии	27
2.5. Методы анализа кривых отжига	29
3. Влияние скоплений дефектов на электрофизические параметры полупроводников.....	36
3.1. Изменение концентрации основных носителей заряда в кремнии <i>n</i> -типа при облучении.....	36
3.2. Влияние облучения на концентрацию свободных носителей и подвижность в кремнии <i>p</i> -типа	41
3.3. Влияние облучения на время жизни неравновесных носителей заряда	44
3.4. Влияние скоплений дефектов на электрофизические параметры полупроводников	49
4. Возможности технологического использования радиационных дефектов	55
4.1. Радиационное изменение концентрации свободных носителей.....	55
4.2. Радиационные изменения подвижности основных носителей заряда	58
4.3. Изменение времени жизни неравновесных носителей заряда при облучении.....	59
5. Основные особенности ионного внедрения	63
5.1. Физические представления об имплантации.....	63
5.2. Пробеги и распределение пробегов внедренных атомов	65
5.3. Накопление и трансформация дефектов при облучении ионами.....	69
5.4. Энергетические потери ионов.....	74
5.5. Распределение дефектов по глубине	76
5.6. Механизмы аморфизации при ионной имплантации	77

6. Изменения структуры и состава полупроводников, активированных облучением	82
6.1. Радиационный отжиг	82
6.2. Атермическая кристаллизация при больших дозах облучения (эффект больших доз).....	87
6.3. Синтез и кристаллизация, стимулированные облучением.....	93
7. Отжиг ионно-имплантированных слоев	98
7.1. Импульсный и лазерный отжиг	98
7.2. Основные факторы, действующие на имплантированные слои при лазерном отжиге	100
7.3. Лазерный отжиг имплантированных слоев кремния	102
7.4. Лазерный отжиг имплантированных слоев арсенида галлия	105
7.5. Перераспределение примеси при лазерном отжиге.....	107
8. Получение тонких пленок с помощью ионных и молекулярных пучков	109
8.1. Основные методы синтеза пленок	109
8.2. Синтез соединений с помощью ионного внедрения.....	110
8.3. Эпитаксия из молекулярных пучков	114
9. Получение структур методами термического испарения и ионно-плазменного распыления	120
9.1. Технологические особенности термического испарения материалов	121
9.2. Катодное распыление материалов	123
9.3. Технологические особенности ионно-плазменного распыления	126
10. Физические основы ядерного легирования полупроводников	133
10.1. Ядерные реакции как источник примесных атомов	133
10.2. Ядерные реакции под действием заряженных частиц.....	137
10.3. Ядерные реакции под действием γ -лучей	139
10.4. Ядерные реакции под действием нейтронов	141
10.5. Легирующие примеси и характер их распределения в полупроводниках, легированных с помощью (n , γ)-реакций.....	142
10.6. Ядерное легирование кремния.....	145
10.7. Радиационное легирование германия.....	148
10.8. Ядерное легирование бинарных соединений	149
10.9. Влияние побочных факторов на ядерное легирование.....	150
10.10. Радиоактивность легированных материалов	152
Список литературы	154

Учебное издание

Янковский Юрий Николаевич
Просолович Владислав Савельевич
Азарко Игорь Иосифович

ИОННО-РАДИАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ МОДИФИКАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Пособие

Редактор *Т. Н. Крюкова*
Художник обложки *Т. Ю. Таран*
Технический редактор *Т. К. Раманович*
Компьютерная верстка *А. А. Микулевича*
Корректор *М. А. Харчевник*

Подписано в печать 05.12.2014. Формат 60×84/16. Бумага офсетная.
Ризография. Усл. печ. л. 9,07. Уч.-изд. л. 9,0. Тираж 100 экз. Заказ 801.

Белорусский государственный университет.
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий № 1/270 от 03.04.2014.
Пр. Независимости, 4, 220030, Минск.

Республиканское унитарное предприятие
«Издательский центр Белорусского государственного университета».
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий № 2/63 от 19.03.2014.
Ул. Красноармейская, 6, 220030, Минск.